

INSTITUT FÜR ANGEWANDTE PHYSIK
TECHNISCHE UNIVERSITÄT DARMSTADT



**Aufbau eines Brillouin-LIDARs
zur Messung des Temperaturprofils in Wasser
basierend auf einem gepulsten Faserverstärker**

Vom Fachbereich Physik
der Technischen Universität Darmstadt

zur Erlangung des Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)

genehmigte
Dissertation

von
Dipl. Phys. Kai-Matthias Schorstein
aus Darmstadt

Darmstadt 2009
D17

Referent:

Prof. Dr. Thomas Walther

Korreferent:

Prof. Dr. Thomas Halfmann

Tag der Einreichung:

1. Dezember 2008

Tag der Prüfung:

26. Januar 2009

Kurzzusammenfassung

Die Kenntnis des Temperaturprofils des Ozeans ist für die Klimaforschung und Ozeanographie von großer Bedeutung. Ein berührungsloses Fernerkundungsverfahren in Form eines Brillouin-LIDARs ist attraktiv, da es zeitnah und flächendeckend Temperaturprofile bis in etwa 50 m mit einer Tiefenauflösung von 1 m liefern kann. Eingestrahltes Licht erfährt Brillouin-Streuung im Wasser und zurückgestreutes Licht besitzt frequenzverschobene Komponenten, die die Temperaturinformation tragen. Durch eine Korrelation mit der Laufzeit des Lichtes wird ein Tiefenprofil erhalten.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein frequenzverdoppelter dreistufiger gepulster Yb-dotierter Faserverstärker aufgebaut. Eine solche Strahlquelle ist eine interessante Alternative zu bestehenden Nd:YAG Systemen, da er alle Anforderungen an ein flugfähiges System bezüglich des Gewichtes, der Abmessungen, der Leistungsaufnahme und der Unempfindlichkeit gegenüber Vibrationen erfüllt. Weiterhin ist der große spektrale Wellenlängenbereich von 515-550 nm zur flexiblen Abstimmung der Betriebswellenlänge auf den geplanten ESFADOF-Detektor vorteilhaft.

Die Strahlquelle liefert bei einer Pulslänge von 10 ns und einer Wiederholrate von bis zu 5 kHz Fourier-limitierte Pulse. Die Gesamtverstärkung aller drei Verstärkerstufen beträgt 61,9 dB und liefert 516 μ J bei 1064 nm. Die Konversionseffizienz in den grünen Spektralbereich beträgt bis zu 26,7 %. Aufgrund der Pulslänge und der sehr schmalen Bandbreite wird das Auftreten von stimulierter Brillouin-Streuung im Faserverstärker begünstigt. Beim Design des Verstärkers wurden geeignete Maßnahmen zur Unterdrückung ergriffen und eine systematische Untersuchung durchgeführt. Die erreichten Energiewerte stellen die höchsten bisher, mit einem Faserverstärker mit diesen spektralen und temporalen Eigenschaften, erreichten Werte dar. Die Frequenz- und Energiestabilität der erzeugten Strahlung ist optimal für die präzise Messung der Wassertemperatur geeignet.

Zur Messung der Brillouin-Verschiebung in einem Test-Ozean wurde die Strahlquelle mit einem planen durchstimmbaren Fabry-Perot Interferometer als Detektor eingesetzt. Die temperaturabhängige Frequenzverschiebung wurde mit hoher Präzision gemessen. Die erreichte Temperaturgenauigkeit beträgt 0,08°C.

Erstmals gelang auch eine orts aufgelöste Temperaturmessung von zwei verschiedenen Wassertemperaturen mit einer Ortsauflösung von $1,5 \pm 0,2$ m. Diese Messungen sind die ersten, die mit einem Faserverstärker durchgeführt worden sind und demonstrieren die prinzipielle Eignung der neuen Strahlquelle. Die LIDAR-Funktionalität wurde im Rahmen dieser Arbeit demonstriert.

Abstract

The knowledge of temperature profiles of the ocean is highly relevant for climate studies and oceanography. A remote sensing technique based on a Brillouin-LIDAR is an attractive method to provide such realtime data from an extended region of the ocean. Such a system is capable of delivering temperature profiles down to 50 m with a spatial resolution of 1 m. Light which is sent into the ocean experiences Brillouin scattering. The backscattered light contains frequency shifted spectral components, which carry the temperature information. A depth resolved measurement is performed by a time-of-flight analysis.

In this contribution a frequency doubled three stage pulsed Yb-doped fiber amplifier has been set up. It represents an interesting alternative to existing Nd:YAG systems. A fiber amplifier complies with the requirements of an airborne system with regard to weight, dimension, power consumption and insensitivity to vibrations. The huge spectral range of operation of the laser system from 515-550 nm is beneficial to match the operating wavelength to an ESFADOF detector which will be implemented in the near future.

The light source delivers Fourier transform limited pulses of 10 ns duration with a repetition rate of up to 5 kHz. The total gain of all three amplifier stages is 61.9 dB and delivers 516 μ J at 1064 nm. The maximum second harmonic generation efficiency realized is 26.7 %. The pulse length and the extreme small bandwidth promote the onset of stimulated Brillouin scattering in the fiber amplifier. Appropriate actions for suppression have been considered during the design of the fiber amplifier and a systematic analysis has been performed. The obtained energy values from the fiber amplifier were rather challenging. They are to our knowledge the highest reported values for an amplifier with these spectral and temporal characteristics. The stability of the frequency and the energy of the light source is sufficient for accurate measurements of the water temperature.

Consequently, the light source was used to measure the Brillouin-shift in a test ocean and using a scanning Fabry-Perot interferometer. The temperature dependent frequency shift has been measured with high accuracy. The resulting temperature precision is 0.08°C.

For the first time depth resolved temperature measurements of two different water temperatures with a spatial resolution of 1.5 ± 0.2 m have been successfully performed. These are the first measurements with a fiber amplifier and demonstrate the principal usability of this new light source in a LIDAR system to measure the temperature profile of the ocean.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Light Detection and Ranging - LIDAR	7
2.1	Fernerkundungsmethoden	7
2.1.1	Passive Methoden	7
2.1.2	Aktive Methoden	8
2.1.3	LIDAR Grundlagen und Anwendungen	8
2.2	Wasser	11
2.3	Verfahren zur Bestimmung des Temperaturprofils in Wasser	14
2.3.1	Kontaktbasierte Messverfahren	15
2.3.2	Raman-Streuung	16
2.3.3	Spontane Brillouin-Streuung	18
2.4	Anforderungen an das Gesamtsystem	24
2.5	Detektionskonzepte	25
2.5.1	Fabry-Perot Interferometer	25
2.5.2	Kantenfilter	25
2.5.3	Heterodyn Detektion	28
3	Strahlquelle	29
3.1	Einleitung	30
3.2	LasermEDIUM - Yb	34
3.3	Optische Fasern	38
3.3.1	Eigenschaften	38
3.3.2	Dotierte Fasern	39
3.3.3	Doppelmantelfasern für Hochleistungsanwendungen	40
3.4	Zerstörschwelle von Quarzglas	43
3.5	Stimulierte Brillouin-Streuung	44
3.6	Konzeption der Strahlquelle	50
3.7	Seedquelle	52

3.7.1 Aufbau	53
3.7.2 Charakterisierung	56
3.8 Optischer Verstärker	59
3.8.1 Charakterisierung der ersten Stufe	62
3.8.2 Charakterisierung der zweiten Stufe	68
3.8.3 Charakterisierung der dritten Stufe	77
3.9 Frequenzverdopplung	82
4 Test-Ozean und Detektor	87
4.1 Aufbau des Test-Ozeans	87
4.2 Sende- und Empfangsoptik	89
4.3 Detektor	91
4.3.1 Grundlagen	91
4.3.2 Aufbau	93
4.3.3 Kalibrierung	94
4.4 Datenauswertung	95
4.5 Messung der temperaturabhängigen Frequenzverschiebung	98
4.6 Ortsaufgelöste Messung der Wassertemperatur	100
5 Zusammenfassung, Diskussion und Ausblick	105
5.1 Zusammenfassung	105
5.2 Diskussion und Ausblick	109
Anhang	115
A Faserpräparation	115
B Justagestrategie der Sende- und Empfangsoptik	119
Literatur	121
Veröffentlichungen	135
Lebenslauf	139
Danksagung	141

Einleitung

Die Oberfläche unseres Planeten ist zu über 70 % mit Wasser bedeckt [1, 2]. Darunter verbirgt sich der größte Lebensraum der Erde, aber auch der am wenigsten erforschte. Alles Leben fand dort seinen Ursprung und auch heute sind die Ozeane für uns Menschen lebensnotwendig [3]. Im Laufe der letzten Jahrzehnte wurde immer deutlicher, welche Bedeutung die Ozeane für das Gesamtsystem Erde darstellen. Speziell die Kopplung zwischen der Atmosphäre und den Ozeanen spielt für das Klima der Erde eine entscheidende Rolle.

Globale Tiefseeströmungen, die große Wärmemengen transportieren, beeinflussen lokal die klimatischen Bedingungen. Das gemäßigte Klima in Mitteleuropa ist beispielsweise auf den Golfstrom zurückzuführen, der warmes Wasser aus dem Golf von Mexiko nach Europa transportiert [4, 5]. Klimaanomalien wie El Niño sind ein periodisches Phänomen des Systems Ozean-Atmosphäre im äquatorialen Pazifik. Dabei verändert sich die Wassertemperatur in wenigen Monaten um mehrere Grad Celsius. Das als El Niño bezeichnete Phänomen macht sich durch starke Wetterausschläge wie Überschwemmungen, Stürme und Dürren in Südamerika und Südostasien bemerkbar. Durch die Veränderung der Wassertemperatur und des Nährstoffgehaltes brechen ganze maritime Nahrungsketten und Lebensräume zusammen [6, 7, 8].

Die Entstehung und Propagation von tropischen Wirbelstürmen wie Hurrikane, Zyklone und Taifune ist ein extremes Beispiel für die Kopplung zwischen Atmosphäre und Ozean [9, 10, 11]. Diese Stürme schöpfen ihre Energie aus den oberen warmen Wasserschichten durch aufsteigenden Wasserdampf. Je nach Wärmegehalt des Ozeans können diese Wirbelstürme verheerende Ausmaße annehmen und eine unvorstellbare Zerstörungskraft entwickeln [12, 13, 14, 15]. Prominentes Beispiel hierfür ist der Hurrikan Katrina, der im Jahr 2005 in New Orleans vielen Menschen das Leben kostete.

Seit einigen Jahren wird eine globale Klimaerwärmung beobachtet, die durch einen übermäßigen Ausstoß des Treibhausgases CO₂ durch die Mensch-

heit verursacht wird. Eine weitere Erwärmung scheint mit hoher Wahrscheinlichkeit unvermeidbar zu sein [16]. Unklar ist, wie stark die globale Erwärmung ausfallen wird, da die Vorhersagen sehr stark von den verwendeten Klimamodellen abhängen. Langfristige weltweite Klimaprognosen stützen sich auf Klimamodelle und numerische Simulationen. Aufgrund der Komplexität des Systems wird sehr viel Rechenleistung benötigt. Oft muss ein Kompromiss zwischen der Komplexität des Modells und der simulierten Zeitspanne eingegangen werden.

Beispielsweise wird der Treibhauseffekt durch die Aufnahme oder Abgabe klimarelevanter Gase wie CO_2 und Methan durch die Weltmeere beeinflusst. Auch der erwähnte Zusammenhang zwischen dem Golfstrom und dem europäischen Klima macht deutlich, dass die Ankopplung der Klimamodelle an detaillierte Transportmodelle des Ozeans unerlässlich ist.

Im Allgemeinen lässt sich dabei etwas über das Wetter auf kurzen Zeitskalen lernen, regionale klimatische Besonderheiten erklären, saisonal oder periodisch auftretende Klima- und Wetterphänomene verstehen und auf großen Zeitskalen die längerfristige klimatische Entwicklung prognostizieren. Alle genannten Beispiele verdeutlichen die Relevanz der Kopplung zwischen Ozean und Atmosphäre. Sie findet überwiegend in den oberen Wasserschichten, der sogenannten Durchmischungszone durch Stoff-, Wärme- und Impulsaustausch, statt [1]. Dort wird die von der Sonne ausgesandte elektromagnetische Strahlung in unterschiedlichen Tiefen absorbiert. Die deponierte Wärme wird durch windinduzierte Strömung und Wellenbewegung in tiefere Schichten transportiert [1, 2]. Sogenannte Langmuir-Zirkulationen bewirken eine Umwälzung bis zu einigen zehn Metern Tiefe [17]. Durch Evaporation und Abstrahlung von thermischer Strahlung kann Wärme aus den obersten Schichten entweichen. Die Durchmischungszone erstreckt sich typischerweise je nach geographischer Lage und Jahreszeit bis in Tiefen von etwa 10-200 m [2, 18].

Zusätzliche Daten über Wärmegehalt, -austausch und -transport auf großen bis mittleren Skalen in der Durchmischungszone des Ozeans sind wertvolle Beiträge, um klimarelevante Prozesse besser zu verstehen. Bisher basiert die Messung des Temperaturprofils im Wasser auf *in-situ* Techniken. Sensoren betrieben von Schiffen oder fixiert an Bojen, sowie Einwegsensoren abgesetzt von Flugzeugen, liefern bisher die Daten [19].

In dieser Arbeit wird die Technik eines Brillouin-LIDARs vorgestellt, das eine berührungslose Messung von Temperaturprofilen in der Durchmischungszone des Ozeans ermöglicht [19, 20, 21]. Es stellt damit eine ideale Ergänzung zu den *in-situ* Verfahren dar, die hochpräzise Daten bis in große Tiefen liefern, aber örtlich sehr begrenzt anwendbar sind. Wird das Brillouin-

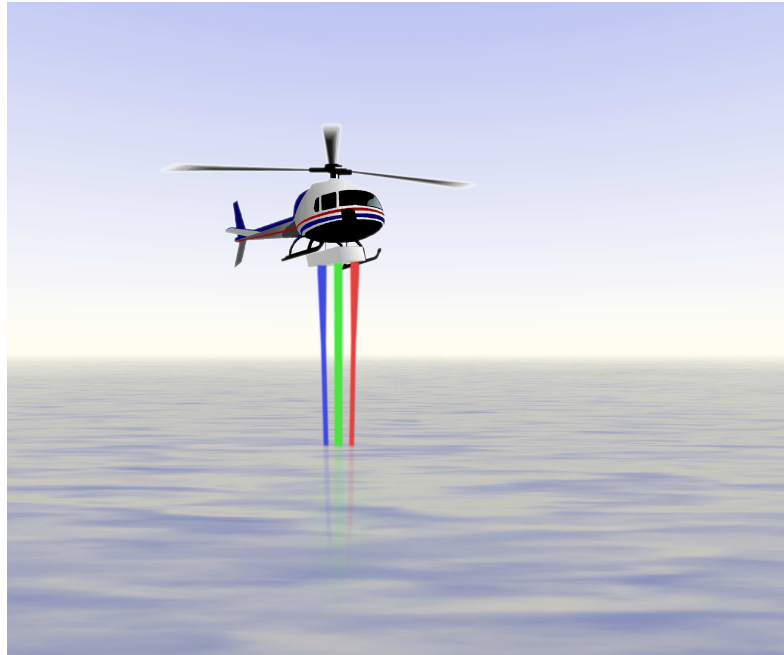


Abbildung 1.1: Darstellung des Brillouin-LIDAR im operativen Einsatz von einem Hubschrauber aus. Der grüne Strahl stellt das eingestrahlte Laserlicht dar, die roten und blauen Strahlen symbolisieren das rot- und blauverschobene zurückgestreute Licht, welches die Temperaturinformation trägt. Die Farbwahl ist dabei zur besseren Veranschaulichung stark übertrieben. Die tatsächliche Frequenzverschiebung beträgt nur $\pm 7\text{-}8$ GHz.

LIDAR von einem Hubschrauber oder Flugzeug aus betrieben, gestattet es eine zeitnahe und flächendeckende Datenaufnahme, allerdings mit etwas geringerer Temperaturgenauigkeit und Penetrationstiefe.

Von Guagliardo et al. wurde in den 80er Jahren Brillouin-Streuung als möglicher Temperaturmarker für ein berührungsloses Verfahren vorgeschlagen. Der Sensor wird dabei von einem Hubschrauber oder Flugzeug aus betrieben und nutzt das LIDAR-Prinzip¹ (vgl. Abb. 1.1). Ein Laserpuls wird von der Strahlquelle in das Wasser gesendet. Dort erfährt das Licht Brillouin-Streuung und eine rot- und blauverschobene Frequenzkomponente wird dem Licht aufgeprägt. Im Detektor wird das zurückgestreute Licht auf die Frequenzverschiebung untersucht. Alle an der Streuung beteiligten Parameter sind bekannt. Der gemessenen Frequenzverschiebung lässt sich eine Wassertemperatur zuordnen. Die Tiefeninformation wird durch eine Korrelation mit der Lichtlaufzeit erhalten. Für alle im Ozean relevanten Temperaturen von 0

¹ LIDAR - *Light Detection and Ranging*

bis 40°C liegt die Frequenzverschiebung zwischen 7-8 GHz, wenn das System bei 532 nm betrieben wird. Das Verfahren ist unabhängig von der Intensität des zurückgestreuten Lichtes, da nur die Frequenzverschiebung die relevante Information trägt. Es ist damit prinzipbedingt unempfindlich gegenüber selektiver Absorption im Wasser oder Einflüssen durch Tageslicht und Fluoreszenz. Die Pulslänge bestimmt die räumliche Auflösung und die Energie die erreichbare Penetrationstiefe. Für eine präzise Vermessung der Frequenzverschiebung ist weiterhin eine schmale Bandbreite der verwendeten Laserpulse in der Nähe des Fourier-limits zweckmäßig. Ein Betrieb im blau-grünen Spektralbereich ist erstrebenswert, da dort Wasser die höchste Transparenz besitzt [22]. Alle Systemkomponenten müssen dabei prinzipiell flugtauglich sein. Neben Eigenschaften wie Abmessungen, Gewicht und Leistungsaufnahmen betrifft dies vor allem die Empfindlichkeit gegenüber Vibrationen.

In dieser Arbeit wird die Eignung eines Faserverstärkers als Strahlquelle untersucht. Eine solche Strahlquelle erfüllt alle Anforderungen an ein flugtaugliches System und stellt deswegen eine interessante Alternative zu den bisher verwendeten Nd:YAG Systemen dar. Darüber hinaus lässt sich der Faserverstärker in einem großen Wellenlängenbereich betreiben und ermöglicht damit die Umsetzung neuer Detektionskonzepte, die auf diese Eigenschaft angewiesen sind. Im Rahmen dieser Arbeit wird ein frequenzverdoppelter Yb-dotierter gepulster dreistufiger Faserverstärker aufgebaut. Die Eignung als Strahlquelle wird sowohl durch Charakterisierung der temporalen und spektralen Eigenschaften nachgewiesen als auch durch eine orts aufgelöste Temperaturmessung in einem aufgebauten Test-Ozean bestätigt [23, 24, 25, 26].

Diese Arbeit unterteilt sich in fünf Kapitel. Nach dieser kurzen allgemeinen Einleitung werden im nächsten Kapitel die Grundlagen für das realisierte Brillouin-LIDAR erläutert. Dazu werden zuerst allgemein die LIDAR-Technik vorgestellt und einige Anwendungen präsentiert. Danach folgt eine Betrachtung des Mediums Wasser, in dem die Temperaturprofile gemessen werden. Es wird im Detail auf die Temperaturschichtung im Ozean eingegangen und die Absorption im Wasser diskutiert, die Penetrationstiefe und Betriebswellenlänge des Systems bestimmt. Als nächstes folgt eine Übersicht über mögliche Messverfahren zur Profilmessung. Dabei wird auf die bisher angewandten kontaktbasierten sowie berührungslosen Verfahren die Raman- und Brillouin-Streuung ausnutzen eingegangen und deren Vor- und Nachteile diskutiert. Der Schwerpunkt liegt dabei auf der Brillouin-Streuung und der ausgenutzten Temperaturabhängigkeit. Anschließend wird die Konzeption des Gesamtsystems vorgestellt. Hierbei werden die Anforderungen formuliert und bereits existierende Ansätze vorgestellt. Daraus wird ein alternativer Ansatz für eine Strahlquelle abgeleitet. Verschiedene mögliche Detektions-

konzepte werden im nächsten Abschnitt diskutiert. Für diese Arbeit wurde ein Fabry-Perot-Interferometer eingesetzt, das in einer Laborumgebung ein sehr einfaches und präzises Instrument darstellt. Für das Gesamtsystem wird dagegen ein Detektor auf Basis eines ESFADOs² angestrebt. Er ist Gegenstand von unabhängigen Untersuchungen im Rahmen einer Doktorarbeit von Alexandru Popescu [27].

Das dritte Kapitel befasst sich mit der im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten Strahlquelle auf Basis eines Yb:dotierten Faserverstärkers. Zu Beginn werden die nötigen Grundlagen des Faserverstärkers und einige der vielfältigen Anwendungsgebiete vorgestellt. Danach wird detaillierter auf das Lasermedium in Form von sogenannten Doppelmantelfasern eingegangen. Die Zerstörschwelle von Quarzglas und das Auftreten von nichtlinearen Effekten werden diskutiert und die darauf basierende Konzeption der Strahlquelle wird vorgestellt. Hierbei wird auf die besondere Herausforderung, die durch einen nahezu Fourier-limitierten Betrieb bei einer Pulslänge von 10 ns auftritt, eingegangen. Die extrem schmalbandigen Pulse, die von dieser Strahlquelle produziert werden, begünstigen das Auftreten von stimulierter Brillouin-Streuung, die die maximal erreichbare Energie limitiert. Der gesamte Aufbau ist auf eine möglichst hohe Schwelle für das Auftreten von stimulierter Brillouin-Streuung optimiert. Dabei ist neben einer hohen Ausgangsenergie auch eine stabile Polarisierung, ein gutes Strahlprofil und eine hohe Konversionseffizienz wünschenswert. Der realisierte Aufbau wird in den folgenden Abschnitten diskutiert. Begonnen wird mit der Pulserzeugungseinheit, Seedquelle genannt. Danach folgt der Aufbau und die Charakterisierung der drei Verstärkerstufen. Das Kapitel schließt mit einer Zusammenfassung aller relevanten Ergebnisse.

Das vierte Kapitel dokumentiert die mit der aufgebauten Strahlquelle durchgeführten Temperaturmessungen im Wasser. Dazu wurde im Rahmen dieser Arbeit ein "Test-Ozean", der aus einem zweisegmentigen Wasserrohr besteht, aufgebaut. Dies ist neben der Sende- und Empfangsoptik Gegenstand des ersten Abschnitts. Danach folgt eine kurze Erläuterung der angewandten Justagestrategie, bevor Details des Detektors besprochen werden. Der Detektor wurde realisiert durch ein selbst konstruiertes Fabry-Perot Interferometer. Grundlagen, Aufbau und die durchgeführte Kalibrationsprozedur, welche für die präzise Messung der Frequenzverschiebung nötig ist, werden vorgestellt. Als nächstes folgt ein Abschnitt über die Auswertung der aufgenommenen Spektren, um die Frequenzinformation zu entnehmen und den Fehler abzuschätzen. Danach folgen zwei wichtige Ergebnisse. Zum einen wird die temperaturabhängige Frequenzverschiebung mit hoher Präzision vermessen.

² ESFADO - *excited state anomalous dispersion optical filter*

Zum anderen gelang erstmals eine orts aufgelöste Temperaturmessung von zwei unterschiedlichen Wassertemperaturen. Die erreichte Temperatur- und Ortsauflösung wird diskutiert.

Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung, einer Diskussion und einem Ausblick. Im Ausblick werden die möglichen weiteren Entwicklungsschritte, die in Richtung eines flugfähigen praxistauglichen Systems nötig sind, vorgestellt.

Light Detection and Ranging - LIDAR

Dieses Kapitel befasst sich mit den Grundlagen des in dieser Arbeit demonstrierten Brillouin-LIDARs zur Messung des Temperaturprofils von Wasser. Hierzu wird ein allgemeiner Überblick über Fernerkundungsmethoden gegeben und das LIDAR-Prinzip mit den vielfältigen Anwendungen zum Messen von Parametern der Atmosphäre und des Ozeans vorgestellt. Die für die Konzeption des LIDARs relevanten Eigenschaften von Wasser werden zusammen mit einer Anforderungs- und Genauigkeitsanalyse präsentiert. Für eine bessere Einordnung der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Strahlquelle, werden außerdem bereits existierende Ansätze für die Strahlquelle, vorgestellt. Abgeschlossen wird das Kapitel mit einer Gegenüberstellung verschiedener Detektionstechniken mit denen sich die Temperaturinformation aus dem zurückgestreuten Licht extrahieren lässt.

2.1 Fernerkundungsmethoden

Berührungslose Fernerkundungsmethoden sind ein mächtiges und vielseitiges Werkzeug, um Beobachtungen an nur schwer oder gar nicht zugänglichen Orten durchzuführen. Oft besitzen Fernerkundungsmethoden auch einen entscheidenden Zeit- und Kostenvorteil gegenüber traditionellen Messmethoden. Fernerkundungsmethoden lassen sich in aktive und passive Varianten unterteilen. Die Darstellung ist keineswegs erschöpfend, da das Anwendungsgebiet sehr breit und vielseitig ist. Für einen umfassenderen Überblick und tiefergehende Informationen sei auf die Referenzen [28, 29] verwiesen. Der Fokus dieses Kapitels wird auf den LIDAR-Techniken liegen. Anhand von einigen Beispielen wird die Vielseitigkeit der Methode demonstriert.

2.1.1 Passive Methoden

Bei den passiven Methoden wird das vom Beobachtungsgegenstand selbst emittierte elektro-magnetische Spektrum untersucht, um etwas über seinen

Zustand oder Eigenschaften zu erfahren. Beobachtungen im sichtbaren und nahen infraroten Spektralbereich sind oft photographische Verfahren. Unter die passiven Fernerkundungsverfahren fallen somit viele Daten, die von Satelliten zur Erdbeobachtung erhoben werden. Fernerkundung lässt sich dabei auch von einem Flugzeug oder einem stationären Punkt aus betreiben. Die Beobachtung der Wolkenentwicklung zur Verbesserung der Wettervorhersage von einem Satelliten lässt sich als beispielhafte Anwendung anführen.

Das sogenannte *Hyperspectral imaging* geht noch einen Schritt weiter: Es ist ebenfalls ein bildgebendes Verfahren, allerdings wird für jeden Bildpunkt ein Spektrum bestehend aus einer bestimmten Anzahl von Kanälen aufgenommen. Anhand eines spektralen Fingerabdrucks lassen sich dann Pflanzenarten, Korallen, Algen, Küstenlinien, Umweltverschmutzung, etc. örtlich zuordnen und deren lokale Ausbreitung oder Bedeckung bestimmen [30]. Beobachtungen des Mikrowellenbereichs ermöglichen die Messung der Oberflächentemperatur der Erde über die abgegebene thermische Strahlung. Mit von Flugzeugen aus betriebenen spezialisierten Sensoren lassen sich Ölfilme auf der Wasseroberfläche anhand der verminderten Wärmeabstrahlung aufspüren [31].

2.1.2 Aktive Methoden

Bei den aktiven Fernerkundungsmethoden wird dagegen elektro-magnetische Strahlung vom Sensor selbst ausgesandt. Durch die Signallaufzeit wird im Allgemeinen eine Ortsauflösung erreicht. Das Radar¹, erfunden während des zweiten Weltkrieges, ist eine der ältesten und vielseitigsten Fernerkundungsmethoden. Es findet beispielsweise Verwendung bei der Beobachtung von Flugbewegungen und bei der Geschwindigkeitsüberwachung von Autofahrern. Es wird aber auch für die Trajektorienbestimmung von Objekten im Weltraum unterschiedlichster Größe verwendet, sowie für die Erstellung von topographischen Karten der Erdoberfläche vom Satelliten aus genutzt [32].

2.1.3 LIDAR Grundlagen und Anwendungen

Im Gegensatz dazu wird von einem LIDAR gesprochen, wenn anstatt Radiowellen Licht, meistens in Form von Laserstrahlung verwendet wird. Das Akronym LIDAR steht in diesem Fall für *Light Detection and Ranging*. Deswegen wird es oft auch als Laserradar oder als optisches Radar bezeichnet.

Ein LIDAR-System besteht im Allgemeinen aus fünf Komponenten: Strahlquelle, Sende- und Empfangsoptik, Detektor und Elektronik für die Steuerung und Messwertaufnahme. Das LIDAR Prinzip lässt sich dabei wie folgt

¹ RADAR -*Radio Detection and Ranging*

formulieren: Laserlicht geeigneter Wellenlänge und Pulsdauer wird von dem LIDAR in die Atmosphäre oder in ein Gewässer gesandt. Auf dem Weg durch das Medium oder an einer bestimmten Stelle findet eine Wechselwirkung statt. Licht, das wieder zum Sensor zurückkehrt, kann dann spektral, nach der Intensität und nach der Lichtlaufzeit analysiert werden. Das LIDAR-Prinzip erlaubt folglich die Messung einer physikalischen Größe entfernt vom Sensor ohne Probenentnahme. Es handelt sich um ein einseitiges Messverfahren, da kein Retroreflektor oder ähnliches benötigt wird. Sender und Empfänger befinden sich immer am selben Ort. Zusammen mit der Fähigkeit entfernungs aufgelöste Messungen durchzuführen, sind dies die Hauptmerkmale eines LIDAR-Systems [28]. Da keine strenge Definition existiert, wird der Begriff LIDAR auch außerhalb dieses Kontextes gerne verwendet. Beispielsweise existieren Systeme, die entlang des Strahlengangs integrieren und somit keine Ortsauflösung erzielen.

Die Tiefeninformation x lässt sich über die Lichtlaufzeit t zwischen dem Aussenden des Pulses und der Detektion des Streulichtes mit

$$t = 2 \frac{x \cdot n}{c} \quad (2.1)$$

angeben. Die Lichtgeschwindigkeit im Medium ist c/n . Die zur Pulslänge Δt korrespondierende Ortsauflösung Δx beträgt

$$\Delta x = \frac{c}{2n} \Delta t. \quad (2.2)$$

und kann zusätzlich durch optische oder elektronische Gatingverfahren oder durch die elektronische Signalverarbeitung verbreitert werden.

Das Brillouin-LIDAR, das in dieser Arbeit vorgestellt wird, verwendet Laserpulse mit einer typischen Länge von 10 ns. Bei dem gegebenen Brechungsindex $n = 1,33$ von Wasser besitzt es eine Ortsauflösung von 1,13 m. Der zeitliche Abstand zwischen zwei aufeinander folgenden Pulsen muss dabei größer sein als das erwartete Antwortsignal. Damit ergibt sich bei einer maximalen Operationstiefe von 100 m eine maximale Repetitionsrate von etwa 1 MHz.

Im Folgenden werden einige LIDAR-Anwendungen angeführt, die die verschiedenen Techniken und involvierten physikalischen Wechselwirkungen verdeutlichen.

Für die Bestimmung von Geländeprofilen und zur topographischen Vermessung des Meeresbodens in Küstennähe, wird die Lichtlaufzeit zur Abstandsbestimmung verwendet. Aufgrund der guten Fokussierbarkeit von Laserstrahlung ist die räumliche Auflösung groß. Es lässt sich auch die Intensität des zurückgestreuten Lichtes auswerten, um etwas über die Albedo zu erfahren. Darüber hinaus lässt sich auch das Fluoreszenzsignal von der Oberfläche zur Analyse der Oberflächenzusammensetzung verwenden. Damit lassen sich

beispielsweise Ölfilme auf dem Meer oder Algen charakterisieren, aber auch die biochemische Aktivität der Vegetation an Land bestimmen. Die Detektion von Moosbewachung an Statuen ist ebenfalls ein Anwendungsgebiet [28].

Mie-Streuung wird für LIDAR Anwendungen zur Bestimmung von geometrischen Eigenschaften der Atmosphäre benutzt. Parameter wie Wolkenhöhe, Nebelschichten, Rauchfahnen von Schornsteinen lassen sich damit bestimmen. Unterscheidung von Aerosol-Partikel nach fest oder flüssig und nach sphärischer oder nicht-sphärischer Form über die Polarisation ist möglich [28].

Zur Bestimmung der räumlichen Verteilung und der Konzentration von Gasen in der Atmosphäre wird ein *differential-absorption-LIDAR* (DIAL) verwendet. Es arbeitet mit Strahlung zweier Wellenlängen, wobei bei einer Wellenlänge das nachzuweisende Gas stark und bei der anderen Wellenlänge wenig absorbiert wird. Durch dieses differentielle Verfahren lassen sich weitestgehend alle unbekannten Streueinflüsse eliminieren, so dass die lokale Gaskonzentration bestimmt werden kann. Es wurde Strahlung im ultravioletten, sichtbaren und infraroten Spektralbereich verwendet, um mit dieser Technik Gase wie beispielsweise O_3 , CO_2 , H_2O , HCl , CH_4 , NO und NO_2 nachzuweisen [28, 33, 34, 35, 36, 37, 38, 39].

Zur Bestimmung der Windgeschwindigkeit lässt sich elastisch zurückgestreutes Licht des bewegten Mediums Luft benutzen. Aufgrund der Bewegung erfährt das Licht eine Dopplerverschiebung. Geschwindigkeitskomponenten des Windes entlang der Strahlachse können damit gemessen werden. Die Frequenzänderung des zurückgestreuten Lichtes ist klein. Bei einer kohärenten, auch heterodyn genannten, Detektion wird das zurückgestreute Licht mit einem lokalen Oszillator überlagert und das Schwebungssignal analysiert. Als inkohärente oder direkte Verfahren wird die spektrale Analyse durch interferometrische Techniken oder Molekularfilter bezeichnet. Wind-LIDAR Systeme werden vom Boden, Flugzeugen oder Satelliten aus betrieben um Windböen, Wirbelschleppen von Flugzeugen, atmosphärische Windprofile, etc. aufzuzeichnen [28, 40, 41].

Eine ganz andere Technik wird von dem sogenannten Teramobile genutzt. Ein fs-Laser mit einer Spitzenleistung von einigen Terawatt wird in die Atmosphäre geschickt. Dort erzeugt er einen Weißlichtkanal aufgrund der nichtlinearen Eigenschaften der Atmosphäre und der hohen Spitzenleistung. Das Weißlichtspektrum wird genutzt, um beispielsweise anhand der spektralen Absorption in der Atmosphäre Gase, Ionen, Radikale oder Aerosole nachzuweisen, die mit anderen LIDAR-Techniken nicht zugänglich sind. Messungen bis in 20 km Höhe sind möglich [28, 42, 43, 44].

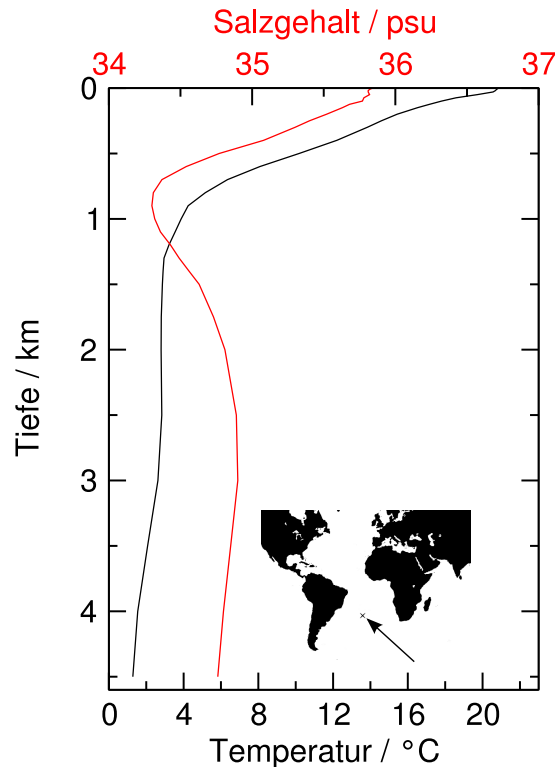


Abbildung 2.1: Temperatur- und Salzgehaltprofil im südlichen Atlantik bei 20° westliche Länge und 30° südliche Breite gemessen am 31.5.1999. Die Daten sind dem Java Ocean Atlas (JOA) entnommen [45].

2.2 Wasser

In diesem Kapitel werden einige relevante Eigenschaften von Meerwasser erläutert. Dabei wird auf die prinzipielle Temperaturschichtung im Wasser im Allgemeinen eingegangen. Der interessante Bereich erstreckt sich dabei auf die oberen Wasserschichten, der sogenannten Durchmischungszone. Hier findet primär der Stoff- und Wärmeaustausch mit der Atmosphäre statt. Unerlässlich für die berührungslose optische Erfassung der Wasserparameter ist die wellenlängenabhängige Transparenz.

Die Wassersäule lässt sich grob in drei unterschiedliche Schichten, die Durchmischungszone, die Sprungschicht und die Tiefsee, unterteilen. Hierzu ist exemplarisch in Abb. 2.1 das Temperatur- und Salzgehaltsprofil für einen Punkt, im südlichen Atlantik bis zum Meeresboden in etwa 4,5 km Tiefe, dargestellt [45].

An der Oberfläche befindet sich die Durchmischungszone. Hier findet der Austausch mit der Atmosphäre durch Stoff-, Wärme und Impulsaustausch,

wie bereits in Kapitel 1 angesprochen, statt. Sonneneinstrahlung, Wind- und Wellenbewegung, Strömungen, Evaporation und Abstrahlung von Infrarotstrahlung sind einige der Mechanismen, die die Temperaturschichtung an der Wasseroberfläche beeinflussen. Begünstigt durch die Dichteanomalie des Wassers können sich, bei Abwesenheit von Störungen wie Wind- oder Wellenbewegung, auch stabile Schichten in der Durchmischungszone bilden. Die Ausdehnung der Durchmischungszone ist saisonal und geographisch sehr unterschiedlich. Sie erstreckt sich typischerweise bis in Tiefen von 10-200 m [2, 18]. In der Darstellung in Abb. 2.1 ist sie deswegen fast nicht zu erkennen.

Danach folgt die Sprungschicht², in der sich die Wassertemperatur sehr stark mit der Tiefe ändert. In der Abbildung ist zu erkennen, dass die Wassertemperatur von etwa 21°C nahe der Oberfläche bis auf etwa 4°C in 1 km Tiefe abnimmt. Die Schicht unterhalb wird als Tiefsee bezeichnet, hier nimmt die Temperatur nur leicht mit der Tiefe ab.

Die Ozeanographen und Meeresbiologen unterscheiden darüber hinaus noch eine Vielzahl weiterer Zonen nach physikalischen oder biologischen Eigenschaften [2, 46]. Auch existieren unterschiedliche Definitionen für die genaue Lokalisierung der Sprungschicht [2, 18, 46]. Im Rahmen dieser Arbeit ist eine vereinfachte Sichtweise auf die verschiedenen Schichten völlig ausreichend.

Die Verteilung des Salzgehaltes ist als beispielhaft zu betrachten. Es existiert im Allgemeinen keine Korrelation zwischen Tiefen- und Salzgehaltsprofil. Eine typische Schichtung wie bei der Temperatur existiert nicht. Je nach geographischer Lage kann das Salzgehaltsprofil völlig unterschiedlich aussehen.

Die Tiefenprofile sind geografischen und saisonalen Änderungen unterworfen. Veränderungen werden hauptsächlich durch den Austausch mit der Atmosphäre in der Durchmischungszone an der Oberfläche getrieben. Für größere Tiefen lassen sich die Prozesse durch Modellgleichungen abbilden, in die Startwerte aus der Durchmischungszone eingehen [2, 18]. Deswegen ist die Durchmischungszone von besonderem Interesse. Dort lässt sich die Temperaturverteilung mit dem in dieser Arbeit vorgestellten Brillouin-LIDAR berührungslos erfassen. Das Verfahren lässt sich auch als Ergänzung zur Messung der Oberflächentemperatur des Wassers von einem Satellit verstehen. Mit einem LIDAR besteht die Möglichkeit, durch die Wasseroberfläche zu schauen und den Wärmegehalt dort zu bestimmen.

Die Absorption von Sonnenlicht wurde bereits als Mechanismus für einen Wärmeeintrag angeführt. Dabei findet die Absorption der Sonnenstrahlung je

² engl. *thermocline*

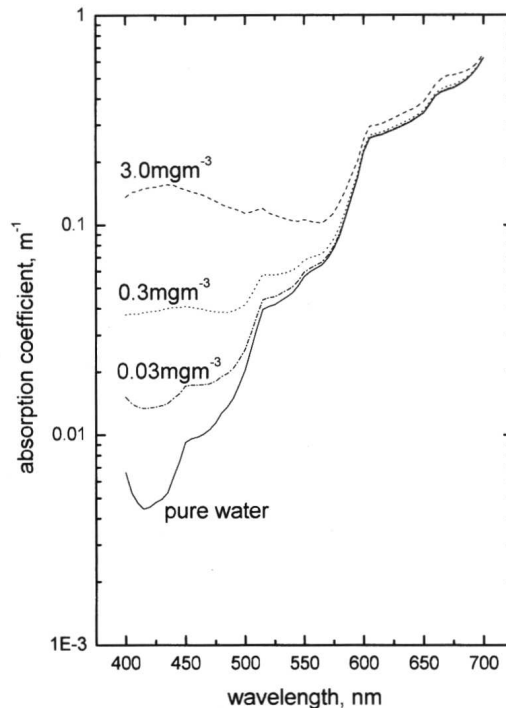


Abbildung 2.2: Absorptionskoeffizient von Wasser in Abhängigkeit der Wellenlänge. Gezeigt ist die Abhängigkeit für hochreines Wasser [22], sowie für verschiedene Chlorophyll-Konzentrationen. Darstellung entnommen aus Referenz [47].

nach Wellenlänge in unterschiedlichen Tiefen statt. Zur Verdeutlichung ist in Abb. 2.2 der Absorptionskoeffizient für verschiedene Wellenlängen für hochreines Wasser und unterschiedliche Chlorophyll-Konzentrationen dargestellt.

Die Absorption von Wasser ist auch bei der Wahl der Betriebswellenlänge des Brillouin-LIDARs zu berücksichtigen. Prinzipiell funktioniert die Temperaturmessung auf Basis der Brillouin-Streuung bei jeder Wellenlänge. Um eine hohe Penetrationstiefe zu erreichen, ist es sinnvoll, im blau-grünen Spektralbereich zu operieren, da hier die Absorption minimal ist. Generell muss dabei zwischen der Absorption im Wasser und der Verfügbarkeit von Strahlquellen abgewogen werden. Der Faserverstärker, der im Rahmen dieser Arbeit konzipiert worden ist, liefert Strahlung im Bereich von 515 - 550 nm. Mit Blick auf die Abbildung ist die Absorption in diesem Bereich nicht sehr stark abhängig von der Konzentration von organischem Material. Als Absorptionskoeffizient lässt sich dabei ein Bereich von $0,0447 \text{ m}^{-1}$ bis etwa $0,1 \text{ m}^{-1}$ angeben, der natürlich nur abseits von Küstengewässern ohne zusätzliche Verunreinigungen oder Schwebstoffe erreicht wird [22, 47].

2.3 Verfahren zur Bestimmung des Temperaturprofils in Wasser

Durch den technischen Fortschritt im Bereich der Laser- und Strahlquellen sowie in den Detektionstechniken haben berührungslose Messverfahren an Attraktivität gewonnen. Diese Messverfahren ermöglichen eine zeitnahe und großflächige sowie kostengünstige Datenerfassung.

Um das Temperaturprofil im Wasser zu messen, gibt es verschiedene Ansätze. Am naheliegendsten sind *in-situ* Verfahren, die technologisch vergleichsweise einfach umsetzbar sind. Für eine berührungslose Messmethode lässt sich Lichtstreuung in Form von Rayleigh-, Raman- oder Brillouin-Streuung heranziehen. Dabei wird eine intrinsische Abhängigkeit von Temperatur, Salzgehalt, Schallgeschwindigkeit etc. im Wasser ausgenutzt [19, 20, 48, 49, 50].

Messungen auf Basis von Rayleighstreuung nutzen die temperaturabhängige spektrale Verbreiterung des zurückgestreuten Lichtes aus. Allerdings ist der Verbreiterungseffekt für typische Wassertemperaturen sehr klein und damit nicht praktikabel. Erfolgreich eingesetzt wird dagegen die sogenannte *filtered rayleigh scattering* Technik zur Temperaturmessung in Verbrennungsprozessen bei Temperaturen zwischen 300 K und 2000 K [51].

Verfahren, die auf Raman- oder Brillouin-Streuung basieren, nutzen ebenfalls Veränderungen im Spektrum des zurückgestreuten Lichtes um Rückschlüsse auf die Wassertemperatur zu ziehen [52]. Dabei sind die spektroskopischen Anforderungen an ein Raman-System geringer als bei einem Brillouin-System. Über eine erfolgreiche punktuelle Temperaturmessung im Feldeinsatz wurde bereits 1977 in der Literatur berichtet [50]. Erste Temperaturmessungen im Feldtest basierend auf Brillouin-Streuung gehen zurück auf das Jahr 1984 [49]. Das Verfahren auf Basis der Brillouin-Streuung ist unempfindlicher gegenüber äußeren Störeinflüssen.

Prinzipiell unterscheidet sich die reine Temperaturmessung an einem unspezifischen Ort von der Erfassung des Temperaturprofils. Letzteres ist experimentell aufwendiger zu realisieren. Bei der Umsetzung für tiefenaufgelöste Messungen gibt es verschiedene Ansätze. Die Tiefe lässt sich mechanisch selektieren, etwa durch Verschieben einer Abbildungslinse oder elektronisch durch Gating-Techniken. Der in diesem Projekt verfolgte Ansatz mit einem Kantenfilter auf Basis einer ESFADOs bietet zusammen mit dem Faserverstärker als Strahlquelle die Möglichkeit, das gesamte Tiefenprofil instantan aufzuzeichnen und ist damit besonders attraktiv.

In den folgenden Kapiteln werden einige *in-situ* Verfahren, sowie die Raman- und Brillouin-Techniken vorgestellt und Vor- und Nachteile disku-

tiert. Der Schwerpunkt wird dabei auf der Brillouin-Streuung liegen, da sie zur Messung der Temperatur im Rahmen dieser Arbeit ausgenutzt wird.

2.3.1 Kontaktbasierte Messverfahren

Die kontaktbasierten Messverfahren beruhen auf dem Prinzip entsprechende Sensoren direkt am gewünschten Messort zu platzieren. Dabei haben sich verschiedene Techniken entwickelt. Von einem Schiff an einer Trosse in die Tiefe gefiert, sammeln die Sensoren die gewünschten Daten. Weit verbreitet sind Sensoren für Leitfähigkeit, Temperatur und Druck, sogenannte CTD-Sensoren³. Außerdem lassen sich auch Wasserproben in unterschiedlichen Tiefen entnehmen. Der Aufwand für dieses Messverfahren ist beachtlich, da ein Schiff mit Besatzung benötigt wird. Außerdem ist der Zeitaufwand für ein Tiefenprofil durch die Geschwindigkeit, mit der die Sensoren herabgelassen und wieder heraufgeholt werden können, gegeben. Auf der anderen Seite werden sehr präzise Daten mit einer Temperaturauflösung bis in den Millikelvin-Bereich und für sehr große Tiefen erhalten.

Um den Messprozess zu beschleunigen, werden sogenannte *Bathythermographs* eingesetzt. Obwohl auch Mehrwegvarianten existieren, erreicht man den Messgeschwindigkeitsvorteil durch die Einwegvarianten den *expendable Bathythermographs* (XBT). Die Sensoren haben eine kompakte stromlinienförmige Gestalt und messen in der Regel nur einen Parameter wie beispielsweise Temperatur oder Schallgeschwindigkeit. Abgesetzt werden sie von Schiffen oder Hubschraubern und sinken dann mit einer definierten Sinkrate in der Wassersäule hinab. Über zwei Kupferkabel werden die Messwerte übertragen. Die Tiefe wird den Messwerten über die verstrichene Zeit zugeordnet. Beim Erreichen der maximalen Operationstiefe oder des Meeresbodens ist die Messung beendet und das Instrument wird aufgegeben. Mit diesem Verfahren ist es möglich, schnell und zeitnah Informationen über das Temperaturprofil zu erhalten. Es ist aber aufgrund der Einmalnutzung der Sensoren kostspielig. Genutzt werden diese Sensoren nicht nur zivil für wissenschaftliche Zwecke, sondern vor allem militärisch. Die Kenntnis der Temperaturverteilung bzw. der Schallgeschwindigkeitsverteilung im Wasser ist von taktischem Interesse. Die Präzision von Sonarortung von gegnerischen Unterwasserfahrzeugen lässt sich dadurch verbessern. Das Aufspüren von Sprungschichten (vgl. Kap. 2.2) ist nützlich, um die eigene Position gegenüber dem Gegner zu verbergen. Die maximale Operationstiefe dieser Sensoren beträgt typischerweise 2000 m und je nach Modell⁴ beträgt die Tiefenauflösung 20 - 60 cm bei einer Temperaturgenauigkeit von $\pm 0,1$ K. Im Rahmen des von der NOAA⁵ in-

³ CTD - conductivity, temperature and depth

⁴ Lockheed Martin, XBT Modell T-5, T-11

⁵ NOAA - National Oceanic and Atmospheric Administration

itierten SEAS⁶ Programms werden jährlich etwa 14000 Beobachtungen des Temperaturprofils an unterschiedlichen Stellen auf den Weltmeeren gemacht. Die Sensoren werden dabei automatisch von teilnehmenden Schiffen der zivilen Schifffahrt abgesetzt [53].

Die in den letzten Jahren erzielten Fortschritte auf dem Gebiet autonom operierender Unterwasserfahrzeuge (AUV)⁷ stellt eine neue attraktive Möglichkeit dar, Temperaturprofile zu erhalten. Speziell sogenannte *Glider* haben eine Operationsdauer von einigen Monaten [54, 55, 56]. Sie besitzen keinen aktiven Antrieb und sind ballistisch fast austariert. Durch kleine Veränderungen des Auftriebes kann der Glider sinken oder steigen. Die vorhandenen Flügel setzen diese Bewegung in einen Vortrieb um. Typischerweise legt der Glider dadurch ca. 25 km pro Tag zurück und vollführt dabei ständig Steig- und Sinkzyklen. Ein Zyklus dauert dabei etwa 3-6 Stunden. Anstellwinkel und Seitenlage werden durch Ballastveränderungen beispielsweise des Akkupacks erreicht. Dadurch wird eine Navigation des Gliders möglich. In regelmäßigen Abständen taucht er auf, um die gesammelten Messdaten via Satellit zu übertragen und über GPS eine neue Referenzposition zu erhalten. Unter Wasser erfolgt die Navigation ausschließlich relativ zum letzten Referenzpunkt durch den Magnetkompass und die zurückgelegte Strecke. Ausgestattet mit Sensoren sammelt der Glider prinzipbedingt Daten über das Tiefenprofil. Die Operationstiefe ist bestimmt durch die Druckfestigkeit des Schwimmkörpers. Der Spray Glider erlaubt eine max. Operationstiefe von 1500 m [55]. Aufgrund der autonomen Betriebsweise über Monate hinweg besitzt die Glider-Technik einen entscheidenden Kostenvorteil.

2.3.2 Raman-Streuung

Erste systematische Untersuchungen der Temperaturabhängigkeit der Ramanspektren von Wasser wurden von Walrafen im Jahre 1967 durchgeführt [57]. Der physikalische Prozess, der zu temperaturabhängigen Spektren führt, kann durch ein Zwei-Phasen-Modell gemäß Abb. 2.3 erklärt werden. Dabei wird davon ausgegangen, dass Wasser in einer monomeren und einer polymeren Form vorliegt. Die polymere Form ist durch Wasserstoffbrücken verknüpft, die monomere Form dagegen nicht. Das Ramansignal der OH-Streckschwingung ist für beide Spezies unterschiedlich. Je nach Temperatur des Wassers stellen sich unterschiedliche Konzentrationen beider Spezies im Wasser ein. Die Veränderung der relativen Beiträge lassen sich im Ramanspektrum beobachten. Wird nur das Ramansignal bei zwei Wellenlängen herangezogen, so spricht man von einem Zwei-Wellenlängen-Verfahren [50].

⁶ SEAS - *Shipboard Environmental Data Acquisition System*

⁷ AUV - *Autonomous underwater vehicle*

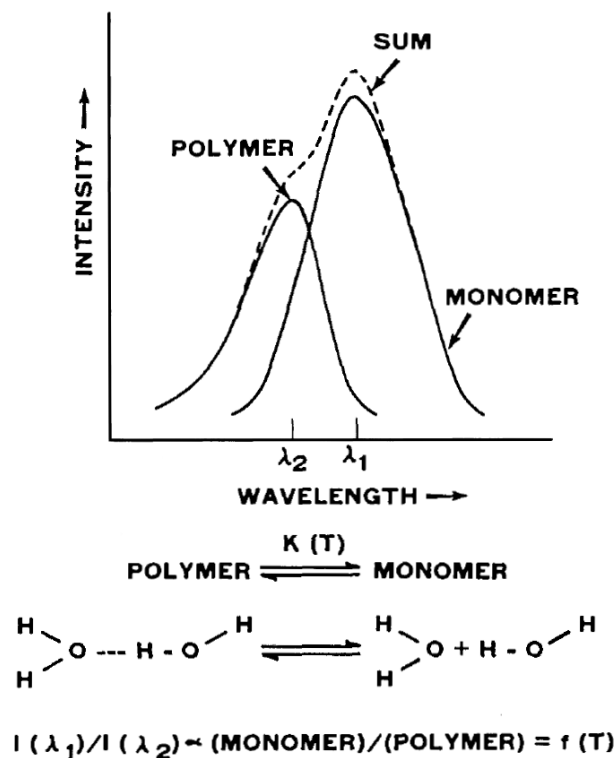


Abbildung 2.3: Die Ramanmethode basiert auf einem Mischungsmodell für monomer und polymer vorliegendes Wasser. Beide Bindungsformen besitzen unterschiedliche Ramanspektren und lassen sich im Gesamtspektrum unterscheiden. Das Mischungsverhältnis ist temperaturabhängig und durch Bildung des Intensitätsverhältnisses bei zwei verschiedenen Wellenlänge wird eine Größe gewonnen, der sich eine bestimmte Temperatur zuordnen lässt. Darstellung entnommen aus Referenz [50].

Zusätzlich kann das Ramansignal in zwei orthogonalen Polarisationen aufgenommen werden. Wird das Polarisationsverhältnis bei einer geeigneten Wellenlänge betrachtet, so ist ebenfalls eine Temperaturabhängigkeit feststellbar. Ursache hierfür ist eine unterschiedliche Polarisierbarkeit der zwei Bindungsformen des Wassers. Dieses Verfahren wird als Depolarisationstechnik bezeichnet [50, 58].

Chang und Young schlugen bereits 1972 ein System zur Messung der Wassertemperatur basierend auf Raman-Streuung im Ozean vor. Die erste erfolgreiche Temperaturmessung im Feldeinsatz wurde 1979 von Leonard und Caputo durchgeführt [50]. Die Temperatur wurde in ihren Messungen in drei verschiedenen Tiefen in den Küstengewässern vor Massachusetts (USA) be-

stimmt und mit Referenzwerten verglichen. Die erreichte Genauigkeit betrug ca. $1,5^{\circ}\text{C}$.

Obwohl schon früh erste Feldtests durchgeführt wurden, wird von folgenden experimentellen Schwierigkeiten berichtet: Aufgrund der spektralen Breite von $2800\text{--}3900\text{ cm}^{-1}$ des Ramansignals sind die Spektren empfindlich gegenüber Einflüssen durch Tageslicht, Fluoreszenz und frequenzselektiver Absorption beispielsweise durch Gelbstoff und Chlorophyll [49, 50, 57]. Diese führen zu unterschiedlichen Beiträgen bei den zwei betrachteten Wellenlängen und wirken sich damit direkt auf den Temperaturwert aus. Mit zusätzlichem experimentellen Aufwand können diese Einflüsse teilweise berücksichtigt und kompensiert werden. Die Depolarisationstechnik besitzt insbesondere bei großen Penetrationstiefen einen Vorteil, weil nur das Signal bei einer Wellenlänge benötigt wird und selektive Absorption den Temperaturwert nicht verfälscht. Die für beide Verfahren zu Grunde liegende Sensitivität beträgt etwa 1 % pro $^{\circ}\text{C}$ und macht die Raman-Methode damit empfindlich gegenüber den erwähnten externen Einflüssen [50]. Die Wahl der Operationswellenlänge erfordert einen Kompromiss, wenn man die geringe Absorption von Wasser im blau-grünen Spektralbereich ausnutzen möchte. Aus diesen Gründen wurde die Ausnutzung der Raman-Streuung für die LIDAR-gestützte Wassertemperaturmessung in der Literatur nicht weiter verfolgt. Unter kontrollierten Laborbedingungen wird sie aber immer noch gerne angewendet um berührungslos Temperaturmessungen durchzuführen [59].

2.3.3 Spontane Brillouin-Streuung

Zum berührungslosen Messen der Wasserparameter Salzgehalt, Schallgeschwindigkeit und Temperatur kann auch die Brillouin-Streuung im Wasser genutzt werden. Im Folgenden wird kurz auf die historische Entwicklung dieser Technik eingegangen, um dann auf die physikalischen Details der Brillouin-Streuung einzugehen. Dabei werden die Unterschiede zur Raman-Technik aufgezeigt und die Vorteile, die durch Ausnutzung der Brillouin-Streuung entstehen, herausgearbeitet. Abschließend erfolgt eine Analyse der Genauigkeitsanforderungen an das System.

Erste Vorschläge, spontane Brillouin-Streuung in Wasser als Temperaturmarker für berührungslose Messapplikationen zu nutzen, gehen zurück auf Hirschberg et al. im Jahre 1976 [48] und Cervenka im Jahre 1977 [60]. Um ein Tiefenprofil aufzunehmen beschreiben Guagliardo und Dufilho 1980 ein gepulstes Lasersystem [20]. Allerdings wurde keine Temperaturmessung durchgeführt, sondern lediglich das Brillouin-Spektrum detektiert. Ein erster Feldeinsatz, allerdings mit einem kontinuierlich operierenden Lasersystem in der Nähe von Miami (USA) wurde von Hirschberg et al. 1984 berichtet [49]. Die

erreichte Temperaturgenauigkeit bei dieser punktuellen Messung betrug 4°C . Unter Laborbedingungen und unter Verwendung eines leistungsstärkeren Lasers konnte die Genauigkeit auf $0,5^{\circ}\text{C}$ verbessert werden. Besonders attraktiv ist die Brillouin-LIDAR-Technik beim Betrieb von einem Helikopter oder Flugzeug aus, um Temperaturtiefeninformation von großen Wasserflächen zeitnah zu erfassen. Vorgeschlagen wird ein solches System von Hickman et al. im Jahre 1991 [19]. Hierbei ist der Einsatz eines geseedeten frequenzverdoppelten Nd:YAG vorgesehen. Als Detektor werden wie in allen bisher genannten Veröffentlichungen Fabry-Perot-Interferometer benutzt. Da Temperaturmessungen auf Basis von Brillouin-Streuung höhere Anforderungen an Frequenzstabilität und Bandbreite des Lasersystems stellen und Fabry-Perot-Interferometer sehr vibrationsempfindlich sind, müssen noch einige technologische Probleme gelöst werden. Im weiteren Verlauf wurden die Genauigkeitsschranken ausgelotet [61], eine neue Stabilisierungstechnik [62, 63] und neue Detektionskonzepte in Form von Kantenfiltern erprobt [21, 64, 65]. Jedoch existiert bis jetzt kein über das Laborstadium hinausgehendes System. Außerdem wurden bis jetzt keine tiefenaufgelösten Temperaturmessungen demonstriert.

Als spontane Brillouin-Streuung wird die inelastische Streuung von Licht an Dichtefluktuationen bezeichnet und sie wurde erstmals 1918 von Mandel'shtam [66] und 1921 von Brillouin [67] beschrieben. Die Dichtefluktuationen setzen sich dabei aus zwei Komponenten zusammen und bewirken eine Modulation der Dielektrizitätskonstanten, die ursächlich für das Auftreten von Streuung ist. Die isentropischen Druckfluktuationen breiten sich in Form von Schallwellen in alle Richtungen aus. Die Propagation erfolgt dabei mit der Schallgeschwindigkeit des Mediums. Die isobarischen Entropiefluktuationen dagegen, propagieren nicht und sind der Ursprung für Rayleigh-Streuung [19, 68, 69, 70]

Um den inelastischen Streuprozess näher zu beleuchten, ist dieser schematisch in Abb. 2.4 dargestellt. Wellenvektor und Frequenz des einfallenden Lichtes werden dabei durch (\vec{k}, ω) , die gestreuten durch (\vec{k}', ω') beschrieben. Für die Schallwelle sind zwei Propagationsrichtungen möglich, wie durch die beiden Wellenvektoren und die Kreisfrequenz $(\pm\vec{q}, \Omega)$ angedeutet. Der Streuwinkel beträgt θ . Werden Wellenlängen betrachtet, so muss die Lichtgeschwindigkeit c/n und die Schallgeschwindigkeit v_s im Medium berücksichtigt werden. Die Frequenzverschiebung des gestreuten Lichtes ν_B ergibt sich direkt aus der Energie- und Impulserhaltung, die sich wie folgt formulieren lassen:

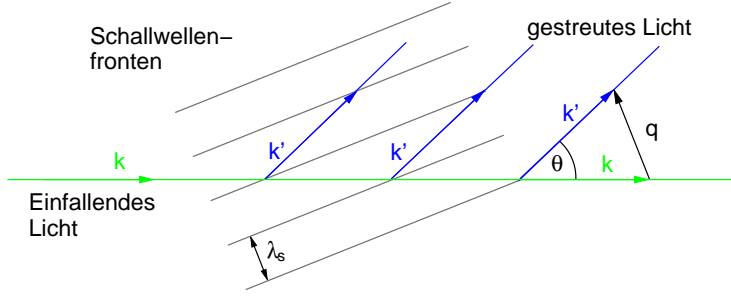


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung des inelastischen Streuprozesses im Wasser. Das einfallende Licht, durch den Wellenvektor \vec{k} repräsentiert, wird an den Schallwelle mit Wellenvektor \vec{q} unter einem Winkel θ gestreut.

$$\omega' = \omega \pm \Omega \quad (2.3)$$

$$\vec{k}' = \vec{k} \pm \vec{q} \quad (2.4)$$

Zusätzlich gilt die Annahme $|\vec{k}| \approx |\vec{k}'| = k$, da das gestreute Licht nur eine geringe absolute Impulsänderung erfährt. Damit gilt für den Betrag q des Wellenvektors wie folgt:

$$q^2 = |\vec{k}' - \vec{k}|^2 = k'^2 + k^2 - 2\vec{k} \cdot \vec{k}' = 4k^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (2.5)$$

$$q = \pm 2k \sin \frac{\theta}{2} = \pm \frac{4\pi n}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2}. \quad (2.6)$$

Die Frequenzverschiebung ν_B lässt sich nun mit der Beziehung $q = \Omega/v_s$ und Gleichung (2.3) durch

$$\nu_B = \pm \frac{\Omega}{2\pi} = \pm 2 \frac{v_s n}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2} \quad (2.7)$$

angeben.

Anschaulich lässt sich der Streuprozess an den bewegten Schallwellenfronten als eine Dopplerverschiebung auffassen. Die relative Frequenzänderung entspricht dabei, zusammen mit einigen geometrischen Überlegungen, gerade dem Verhältnis der Schallgeschwindigkeit zur Lichtgeschwindigkeit im Medium. Da es sich um einen bewegten "Reflektor" handelt, muss die Dopplerverschiebung zweifach berücksichtigt werden und erklärt den zusätzlichen Vorfaktor. Die beiden möglichen Vorzeichen sind wiederum auf die zwei Propagationsrichtungen der Schallwelle zurückzuführen. Für diese Interpretation muss noch die periodische Struktur der Schallwellenfronten in

Form einer Bragg-Bedingung berücksichtigt werden. Damit kann sich das zurückgestreute Licht nur für eine ausgezeichnete Geometrie konstruktiv überlagern. In diesem Zusammenhang stellen die Gleichungen (2.4) und (2.6) die Bragg-Bedingung dar. Aus der Energieerhaltung und Gleichung (2.7) wird auch ersichtlich, dass die Brillouin-Verschiebung ν_B gerade der Frequenz der wechselwirkenden Schallwelle entsprechen muss.

Prinzipiell ist die Brillouin-Streuung sensitiv auf die Schallgeschwindigkeit. Da aber der Brechungsindex n und die Schallgeschwindigkeit v_s wiederum von der Temperatur T und dem Salzgehalt S abhängen,

$$\begin{aligned} n &= n(S, T, \lambda) \\ v_s &= v_s(S, T) \end{aligned}$$

müssen die fünf Parameter ν_B , n , v_s , S und T gemeinsam betrachtet werden. Die Abhängigkeiten für die Schallgeschwindigkeit $v_s(S, T)$ und den Brechungsindex $n(S, T, \lambda)$ sind empirisch bekannt [61, 71, 72]. Sie liegen in Form einer Taylorentwicklung mit entsprechenden Koeffizienten und ausreichender Genauigkeit vor.

Zusammen mit Gleichung (2.7) existieren nun drei Relationen für die fünf unbekannten Parameter. Durch die Messung von ν_B durch das LIDAR-System verbleibt noch eine unbekannte Größe. Der Salzgehalt wird zunächst als konstant angenommen. Die damit verbundenen Implikationen werden am Ende des Kapitels erläutert. Damit ist das Variablensystem komplett bestimmt und alle Parameter, insbesondere die Temperatur T , sind bekannt. Weiterhin sei darauf hingewiesen, dass auch eine prinzipielle Abhängigkeit vom Druck besteht. Diese ist jedoch für einen horizontalen Aufbau, wie er im Labor realisiert ist, nicht existent. Bei Bedarf lässt sich eine Druckabhängigkeit problemlos ergänzen, in dem zusätzliche Terme in die Relation für Brechungsindex und Schallgeschwindigkeit aufgenommen werden.

In Rückstreurichtung $\theta = 180^\circ$ und für typische Werte für den Brechungsindex des Wassers $n = 1,33$, die Schallgeschwindigkeit $v_s = 1500$ m/s und Wellenlänge $\lambda = 532$ nm ergibt sich eine Frequenzverschiebung von $\nu_B = 7,5$ GHz. Für alle im Ozean relevanten Temperaturen von 0 - 40°C beträgt die Frequenzverschiebung etwa 7-8 GHz [19, 21, 61]. Für drei verschiedene Salzkonzentrationen ist die Frequenzverschiebung in Abb. 2.5 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass eine eindeutige Zuordnung zwischen Frequenzverschiebung und Temperatur möglich ist.

Ein typisches Spektrum des zurückgestreuten Lichtes ist in Abb. 2.6 zu sehen. Es enthält eine rot- und eine blauverschobene Brillouin-Linie bei $\pm 7,5$ GHz, die auch als Stokes- bzw. Anti-Stokes Komponente bezeichnet werden. Sie resultieren aus den zwei möglichen Propagationsrichtungen der

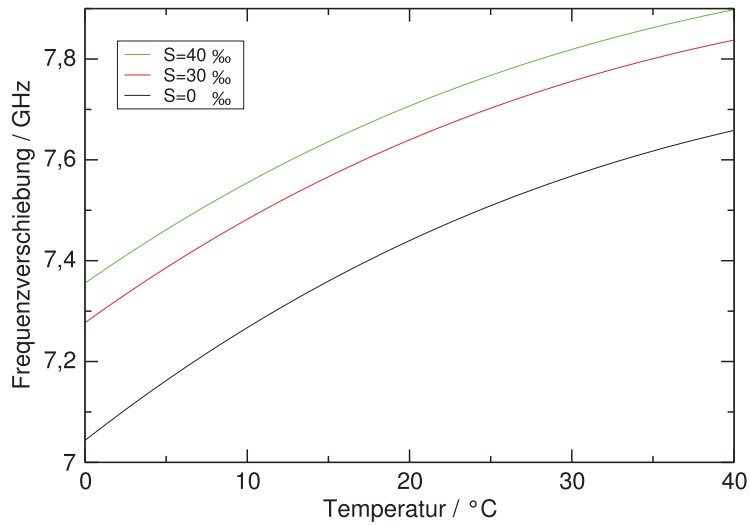


Abbildung 2.5: Frequenzverschiebung der Brillouin-Linien in Abhängigkeit der Temperatur für drei verschiedene Salzkonzentrationen. Das eingestrahlte Licht besitzt eine Wellenlänge von $\lambda = 532$ nm. Eine eindeutige Zuordnung zwischen Frequenzverschiebung und Temperatur ist möglich, sofern der Salzgehalt bekannt ist.

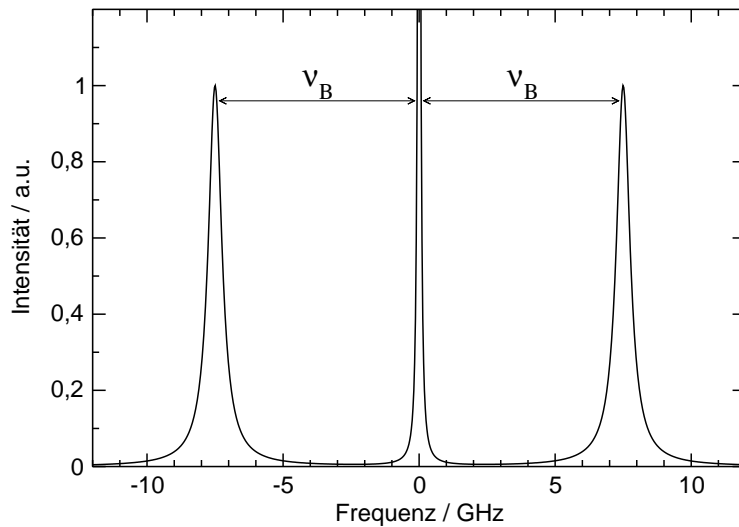


Abbildung 2.6: Berechnetes Brillouin-Spektrum für eine Frequenzverschiebung von 7,5 GHz. Die rot- und blauverschobenen Brillouin-Linien werden auch als Stokes bzw. Anti-Stokes Komponenten bezeichnet und resultieren aus den zwei möglichen Propagationsrichtungen der Schallwelle im Wasser. Die zentrale Linie entsteht durch Rayleighstreuung im Wasser.

Schallwelle im Wasser. Die zentrale Linie im Spektrum wird durch Rayleighstreuung im Wasser verursacht. Ihre Form entspricht im Wesentlichen dem Frequenzprofil des eingestrahnten Lichtes und ist in der Abbildung zur besseren Verdeutlichung etwas breiter dargestellt. Die Brillouin-Linien werden durch eine Lorentzfunktion beschrieben. Die Breite

$$\Delta\nu_B = \frac{\Gamma}{2} \left(\frac{4\pi n}{\lambda} \sin(\theta/2) \right)^2 \quad (2.8)$$

ergibt sich aus der exponentiellen Dämpfung Γ des Schallfeldes und hängt von Stoffkonstanten des Wasser wie Viskosität, thermische Leitfähigkeit und spezifische Wärmekapazität ab [68, 73]. Die Breite der Brillouin-Linie variiert je nach Temperatur und Salzgehalt zwischen 0,54 und 1,45 GHz und kann, als eine zusätzliche unabhängige Messung Rückschlüsse auf den Salzgehalt ermöglichen [73]. Auf der anderen Seite erfordert die Bestimmung der Linienbreite zusätzlichen experimentellen Aufwand und ist nicht ohne weiteres kompatibel mit der in Kapitel 2.5.2 vorgestellten Kantenfiltertechnik.

Hier zeigt sich auch der prinzipielle Unterschied zur Raman-Methode. Das Brillouin-Spektrum ist im Vergleich zum Raman-Spektrum sehr schmalbandig. Deshalb sind die Anforderungen an Laserstabilität und Bandbreite sowie an den Detektor, der die Position der Brillouin-Linien mit hoher Präzision bestimmen muss, höher. Auf der anderen Seite ist das Brillouin-Signal damit praktisch frei von Störeinflüssen, da die spektrale Energiedichte des Brillouin-Signals wesentlich höher ist als im breitbandigen Umgebungslicht. Die absolute Intensität ist dabei zunächst zweitrangig und nur für das Signal-zu-Rausch-Verhältnis wichtig. Da die Frequenzverschiebung in bekannter Weise von den Parametern abhängt, ist sie *a priori* bekannt und das Verfahren damit kalibrationsfrei. Dies gilt allerdings nicht ohne weiteres für den Detektor, der im Allgemeinen für eine exakte Frequenzauflösung kalibriert werden muss. Die erreichbare Genauigkeit ist in erster Linie durch die Frequenzstabilität von Strahlquelle und Detektor limitiert. Die Raman-Methode leidet hier unter Störeinflüssen wie Tageslicht, Fluoreszenz und selektiver Absorption im Wasser, die sich direkt auf die Messung der Wassertemperatur auswirken.

Die erreichbare Temperaturgenauigkeit hängt von der Genauigkeit der Frequenzmessung und der Kenntnis des Salzgehaltes ab und wurde in Referenz [61] systematisch untersucht. Ist der Salzgehalt bekannt, so bewirkt eine Unsicherheit in der Frequenzmessung von 1 MHz eine Temperaturunsicherheit von 0,06°C. Zusätzlich bewirkt die Unsicherheit bei der Kenntnis des Salzgehaltes von 1 ‰ eine Temperaturunsicherheit von 0,4°C. Die in Abb. 2.5 dargestellten Kurven stellen Extremwerte für den Salzgehalt im Ozean und für den Sonderfall in einer Laborumgebung dar. Mit Blick auf ein reales Salz-

gehaltsprofil in Abb. 2.1 wird deutlich, dass die Variation mit der Tiefe viel geringer ist.

Eine systematische Analyse weltweiter historischer Daten des Salzgehaltsprofils aus einer Zeitspanne von 90 Jahren wurde von Fry et al. durchgeführt [61]. Sie hat ergeben, dass das Salzgehaltsprofile zwar geographisch variiert, aber abgesehen von saisonalen Zyklen über die Jahre als relativ konstant angenommen werden kann. Für 50 % aller untersuchten Orte beträgt die ermittelte Standardabweichung des Salzgehaltes weniger als 0,5 ‰. Für 92 % der Orte beträgt sie weniger als 1 ‰. Damit lassen sich Informationen über den Salzgehalt aus diesen historischen Daten entnehmen um bei einem weltweiten Einsatz des Brillouin-LIDARs eine Temperaturgenauigkeit von 0,4°C zu erreichen. Die Genauigkeit lässt sich deutlich verbessern, wenn zusätzliche Annahmen über den Salzgehalt getroffen werden oder wenn er durch eine unabhängige Messung direkt ermittelt wird.

2.4 Anforderungen an das Gesamtsystem

Für ein flugtaugliches Brillouin-LIDAR müssen bei der Konzeption des Systems folgende Randbedingungen erfüllt werden. Alle Komponenten müssen unempfindlich gegenüber Vibrationen sein, so dass ein zuverlässiger Betrieb auch bei äußeren Störeinflüssen weitestgehend möglich ist. Speziell die Spezifikation für die spektralen Eigenschaften der Strahlquelle und des Detektors müssen unter diesen Bedingungen weiter erfüllt werden, so dass prinzipiell die Messung der Wassertemperatur möglich ist. Der gesamte Sensor sollte kompakte Abmessungen besitzen und ein Gewicht von 300 kg und eine Leistungsaufnahme von 2 kW nicht überschreiten. Damit lassen sich kleine und kostengünstige Hubschrauber wie MD 500 und BO-105 einsetzen, die auch auf dem deutschen Forschungsschiff Polarstern stationiert sind [74].

Das Lasersystem wird bei einer Pulslänge von 10 ns betrieben und erreicht eine Tiefenauflösung im Wasser von etwa 1 m. Die Temperaturgenauigkeit hängt von der Frequenzgenauigkeit bei der Messung der Brillouin-Verschiebung und von der Kenntnis des Salzgehaltes ab. Die Pulse sollten daher eine Fourier-limitierte Bandbreite besitzen. Für Laborexperimente mit reinem Wasser ist der Salzgehalt bekannt. Eine Frequenzgenauigkeit von 1 MHz ergibt eine Temperaturgenauigkeit von 0,06°C (vgl. Kap. 2.3.3). Die maximal erreichbare Tiefe hängt von der Wasserqualität, der Laserenergie und der Lichtstärke des Detektors ab [64]. Um Tiefen bis 50 m zu erreichen, werden Pulsenergie im Millijoule-Bereich benötigt. Aufgrund der Absorption von Wasser wird Strahlung im grünen Spektralbereich verwendet.

Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchte Strahlquelle erfüllt alle diese Anforderungen und stellt deswegen eine interessante Alternative zu den bis-

her verwendeten Nd:YAG Systemen dar. Details zur Strahlquelle finden sich in Kapitel 3. Weiterhin ist ein Test-Ozean nötig, in dem sich verschiedene Wassertemperaturen einstellen lassen (vgl. Kap. 4). Als Detektor wird ein planes Fabry-Perot-Interferometer verwendet. Es erfüllt nicht die Anforderungen an ein flugtaugliches System. Zu einem späteren Zeitpunkt wird es deshalb durch einen sogenannten ESFADO-OF-Detektor ersetzt werden.

2.5 Detektionskonzepte

Zur Detektion der Frequenzverschiebung des zurückgestreuten Lichtes sind verschiedene Konzepte denkbar und werden in diesem Kapitel diskutiert. Dabei muss der Detektor ebenfalls alle Anforderungen an ein flugfähiges System erfüllen. Darüber hinaus ist für den Detektor eine hohe Frequenzauflösung und eine große Lichtstärke wünschenswert, um das zurückgestreute Licht mit hoher Präzision und Effizienz nachzuweisen.

2.5.1 Fabry-Perot Interferometer

Ein Verfahren für die Detektion der Brillouin-Linien und zur Bestimmung der Frequenzverschiebung ist die Verwendung eines durchstimmbaren Fabry-Perot Interferometers. Dabei wird das gesamte Streuspektrum (vgl. Abb. 2.7) aufgenommen und anschließend die Frequenzverschiebung zwischen der Rayleigh- und der Brillouin-Linie bestimmt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde auf dieses Detektionsverfahren zurückgegriffen. Es ist einfach, mit wenigen Komponenten umzusetzen, flexibel einsetzbar und besitzt eine hohe Frequenzauflösung. Hierzu wurde ein planes Fabry-Perot Interferometer mit einem freien Spektralbereich von etwa 20 GHz konstruiert und erfolgreich zur Messung der Brillouin-Linie eingesetzt. Alle Details, die die Grundlagen, den Aufbau und die Kalibrierung betreffen, sind im Kapitel 2.6 zu finden.

Problematisch für einen Einsatz im Hubschrauber ist die Empfindlichkeit gegenüber Vibrationen. In einer Laborumgebung ist diese beherrschbar, aber die Anforderungen an einen vibrationsunempfindlichen Detektor sind nicht erfüllt. Weiterhin ist der Akzeptanzwinkel durch die erforderliche spektrale Auflösung begrenzt und die Lichtstärke gering.

2.5.2 Kantenfilter

Die Kantenfilter-Technik nutzt einen optischen Filter, der idealerweise eine möglichst große Transmissionsänderung im gewünschten Frequenzbereich

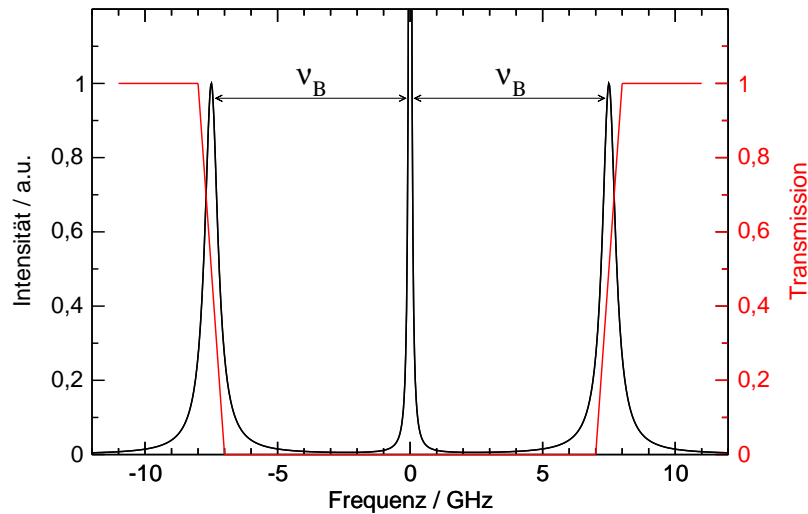


Abbildung 2.7: Berechnetes Brillouin-Spektrum zusammen mit einer idealen Kantenfiltercharakteristik. Der Kantenfilter besitzt eine hohe Transmissionsänderung im interessanten Bereich zwischen 7-8 GHz. Damit lässt sich die Frequenzmessung auf eine Messung der Transmission zurückführen.

von 7-8 GHz aufweist. Die Abb. 2.7 zeigt eine solche ideale Filtercharakteristik zusammen mit dem Streuspektrum. Der elastisch gestreute Anteil muss vor der eigentlichen Transmissionsmessung durch einen weiteren geeigneten Filter ausgeblendet werden. Durch einen Filter mit der gezeigten Charakteristik lässt sich die Messung der Frequenzverschiebung auf eine einfache Messung der Transmission zurückführen. Der zeitliche Verlauf der Intensität nach dem Filter wird aufgezeichnet. Der gemessenen Transmission wird eine Frequenzverschiebung und der Zeitachse eine Tiefe im Wasser über die Lichtlaufzeit zugeordnet. Dadurch lassen sich die Laserpulse sehr effizient zur Messung des Tiefenprofils ausnutzen. Eine sequentielle Aufnahme in unterschiedlichen Tiefen wie bei einem durchstimmbaren Fabry-Perot-Interferometer entfällt. Ist die Filtercharakteristik darüberhinaus symmetrisch, lassen sich beide Brillouin-Linien nutzen. Weiterhin toleriert ein symmetrischer Detektor kleine Abweichungen der eingestrahnten Laserfrequenz.

Kantenfilter lassen sich mit statischen Fabry-Perot-Interferometern realisieren [75]. Wie im vorhergehenden Kapitel bereits erläutert, sind damit aber einige Nachteile bezüglich Empfindlichkeit gegenüber Vibration und Lichtstärke verbunden. Im Folgenden werden zwei Detektionskonzepte auf Basis eines Molekularfilters und eines FADOFs vorgestellt. Es sind statische Detektoren, die ohne resonante Techniken auskommen und daher optimal für die LIDAR-Anwendung geeignet sind. Im Allgemeinen muss die Betriebs-

wellenlänge der Strahlquelle auf den Detektor abgestimmt werden. Hier wird auch der Vorteil des großen Wellenlängenbereichs des Faserverstärkers deutlich, da sich eine größere Anzahl von Übergängen bzw. weite Bereiche der Molekülspektren nutzen lassen.

Molekularfilter

Ausgewählte Bereiche der Absorptionsspektren der Moleküle $^{79}\text{Br}_2$, $^{81}\text{Br}_2$, $^{127}\text{I}_2$ und $^{129}\text{I}_2$ sind als Kantenfilter geeignet [64, 65]. Der eigentliche Filter besteht dabei aus einem Filter zum Ausblenden des elastisch gestreuten Lichtes und einem zweiten mit der Kantenfiltercharakteristik. Für den ersten wird eine hohe Absorption bei der Zentralwellenlänge und gleichzeitig eine hohe Transmission bei den frequenzverschobenen Komponenten benötigt. Durch eine systematische Suche lassen sich entsprechende Bereiche im Molekülspektrum finden. Messungen der Brillouin-Verschiebung wurden mit dieser Technik unter Verwendung eines Nd:YAG-Laser in einer Laborumgebung durchgeführt [21].

FADOF

Das im Folgenden vorgestellte Detektionskonzept ist in der Lage, die gewünschte Filtercharakteristik durch Veränderung der externen Parameter zu beeinflussen. Es lassen sich damit Filter realisieren, die hohe Transmissionskanten bei dem gewünschten Frequenzbereich aufweisen [23]. Mittelfristig ist ein Austausch des Fabry-Perot-Interferometers, durch solch einen Excited State Faraday Anomalous Dispersion Optical Filter (ESFADOF) als Detektoreinheit geplant. Dieser alternative Detektoransatz ist Gegenstand aktueller Untersuchungen und nicht Bestandteil dieser Arbeit [23, 24, 25, 26]. Im Folgenden werden kurz die wichtigen Elemente dieses Filters vorgestellt. Für die theoretischen Grundlagen und weitere mögliche Anwendungsgebiete sei auf die Literatur verwiesen [76, 77, 78, 79, 80, 81].

Bei einem FADOF handelt es sich um einen Kantenfilter, der die anomale Dispersion in der Nähe einer atomaren Übergangslinie ausnutzt, um steile Transmissionskanten zu erzeugen. Dazu wird eine mit Rubidium befüllte Gaszelle in einem homogenen Magnetfeld zwischen zwei gekreuzten Polarisatoren platziert. Aufgrund der Zeeman-Aufspaltung im Magnetfeld ist die Dispersionsrelation in der Nähe der Übergangslinie für links- und rechtszirkulares Licht unterschiedlich. Es findet eine frequenzabhängige Rotation des Polarisationsvektors statt. Der zweite Polarisator bewirkt eine Konversion des Rotationswinkels in eine frequenzabhängige Transmission. Es entstehen steile Transmissionskanten, die sich als empfindlicher Kantenfilter einsetzen lassen. Die Filtercharakteristik besitzt aufgrund der Zeemann-Aufspaltung zwei

symmetrische Transmissionskanten, deren Position sich durch die Stärke des Magnetfeldes beeinflussen lässt. Damit ist eine Optimierung der Position der Filterkanten für die LIDAR-Anwendung möglich. Die symmetrische Filtercharakteristik toleriert Fluktuationen in der Wellenlänge des eingestrahnten Lichtes.

Der ESFADOF nutzt den $5P_{3/2} \rightarrow 8D_{5/2}$ Übergang mit einer Wellenlänge von 543,3 nm aus. Er liegt im grünen Spektralbereich und damit in der Nähe des Absorptionsminimums von Wasser und im vom Faserverstärker abgedeckten spektralen Bereich. An dieser Stelle wird nochmals der Vorteil deutlich, der mit dem großen Wellenlängenbereich des Faserverstärkers verbunden ist. Der Ausgangszustand $5P_{3/2}$ ist ein angeregter Zustand und verleiht dem Filter den Zusatz *excited state* (ES). Dieser Ausgangszustand wird durch den $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ Übergang mit einem Pump laser der Wellenlänge 780,24 nm vorpopuliert. Ein FADOF besitzt eine exzellente Tageslichtunterdrückung, da abseits der Resonanzlinien die gekreuzten Polarisatoren unerwünschtes Tageslicht blockieren. Nur in der Nähe der Resonanzlinien kann Licht geeigneter Wellenlänge den Filter passieren. Es handelt sich um einen statischen Filter, der ohne resonante Techniken auskommt und ist damit ideal für ein flugtaugliches System geeignet. Der Akzeptanzwinkel wird durch die Zellen geometrie und durch den gepumpten Bereich in der Zelle bestimmt.

Die bisher erreichten Ergebnisse sind sehr vielversprechend. Es wurde gezeigt, dass symmetrische Kanten um die Zentralwellenlänge in einem Abstand von $\pm 3,55$ GHz bei einer maximalen Transmission von 6 % realisierbar sind [24, 25]. Durch eine neue Zellen geometrie lässt sich das Magnetfeld vergrößern und dadurch die Kanten weiter nach außen zu den geforderten 7 - 8 GHz verschieben. Die Transmission lässt sich durch eine Optimierung der Pump geometrie erhöhen.

2.5.3 Heterodyn Detektion

Ein weiterer möglicher Ansatz basiert auf der heterodyn Detektion [28, 40, 41]. Dabei wird das Streulicht mit einem lokalen Oszillator überlagert und die Frequenzverschiebung über das Schwebungssignal detektiert. Das Verfahren erfordert aufgrund der relativ großen Frequenzverschiebung von 7-8 GHz auf elektronischer Seite aufwendige Hochfrequenztechnik. Durch Vergleich mit einem zweiten um 7,5 GHz verstimmt Oszillator lassen sich die involvierten Frequenzen reduzieren. Durch den weiteren Laser und die nötige Locking-technik zur Stabilisierung beider Laser in einem festen Frequenzabstand, erhöht sich die Komplexität des Lasersystems. Aus den angeführten Gründen wird diese Detektionstechnik zur Zeit nicht weiter verfolgt.

Strahlquelle

Die Strahlquelle, zentraler Bestandteil des LIDAR-Systems, ist Gegenstand dieses Kapitels. Sie basiert auf einem gepulsten frequenzverdoppelten Yb-dotierten dreistufigen Faserverstärker. Zu Beginn werden einige Grundlagen und mögliche Anwendungsfelder von Faserlasern und -verstärkern im Allgemeinen vorgestellt. Danach wird detaillierter auf das Lasermedium in Form von Yb-dotierten Doppelmantelfasern eingegangen. Hierzu werden Messungen der Fluoreszenzlebensdauer und der Emissions- und Absorptionswirkungsquerschnitte der eingesetzten Fasern präsentiert. Die Fasern sind mit Hochleistungs-SMA-Steckverbindern versehen. Die Faserendflächen sind unter einem Winkel von 8° poliert. Die Zerstörschwelle von Quarzglas und das Auftreten von nichtlinearen Effekten werden diskutiert und die darauf basierende Konzeption der Strahlquelle wird vorgestellt. Hierbei wird auf die besondere Herausforderung, die durch einen nahezu Fourier-limitierten Betrieb bei einer Pulslänge von 10 ns auftritt, eingegangen. Die extrem schmalbandigen Pulse, die von dieser Strahlquelle produziert werden, begünstigen das Auftreten von stimulierter Brillouin-Streuung, die die maximal erreichbare Energie limitiert. Der gesamte Aufbau ist auf eine möglichst hohe Schwelle für das Auftreten von stimulierter Brillouin-Streuung optimiert. Dabei ist neben einer hohen Ausgangsenergie auch eine stabile Polarisierung, ein gutes Strahlprofil und eine hohe Konversionseffizienz erforderlich.

Danach wird der Aufbau der Strahlquelle bestehend aus Seedquelle, drei Verstärkerstufen und Frequenzverdopplungseinheit präsentiert. Die Seedquelle bestimmt dabei Wellenlänge, Bandbreite, Pulslänge und Wiederholrate. Die Technik zum Erzeugen der schmalbandigen Seedpulse wird erläutert. Im anschließenden Verstärker werden die Pulse verstärkt und dann der Frequenzverdopplung zugeführt. Die Charakterisierung jeder Komponente umfasst die Bestimmung temporaler und spektraler Parameter. Für die Verstärkerstufen wird beispielsweise die Verstärkung, die Schwelle für das Auftreten von stimulierter Brillouin-Streuung, das Strahlprofil und das Polarisationsverhält-

nis bestimmt. Für die frequenzverdoppelten Pulse wird eine Fourier-limitierte Bandbreite nachgewiesen. Sie erfüllen alle Anforderungen für die Messung der Brillouin-Verschiebung in Wasser. Die erzielten Energiewerte stellen die höchsten Werte dar, die bisher mit einem Faserverstärker bei diesen spektralen Eigenschaften realisiert wurden.

3.1 Einleitung

Der erste Vorschlag optische Fasern als Lasermedium einzusetzen gehen zurück auf Snitzer im Jahre 1960 [82]. Durch die Entwicklung der Telekommunikationsindustrie getrieben, haben Faserverstärker seit dem enorme Fortschritte gemacht [83]. Die Datenübertragung über transkontinentale Glasfaser-Verbindungen mit hoher Datenrate wurde erst durch den Einsatz Er-dotierter Faserverstärker möglich. Durch den optischen Verstärker wird die simultane Verstärkung mehrerer spektral getrennter Datenströme¹ im Bereich um 1550 nm, in dem die Dämpfung der Quarzglasfasern minimal ist, erreicht.

Die heutigen Anwendungsfelder sind vielseitig. Neben der bereits erwähnten Telekommunikation sind diese Materialbearbeitung, optischer Richtfunk, wissenschaftliche, medizinische und militärische Anwendungen, sowie Fernerkundungsverfahren wie LIDAR.

Je nach benötigtem Wellenlängenbereich werden entsprechende Elemente aus der Gruppe der Seltenen Erden zum Dotieren verwendet. Erbium deckt, wie bereits erwähnt den für die Telekommunikation wichtigen Bereich bei etwa 1550 nm ab. Praseodym besitzt beispielsweise Übergänge im sichtbaren Spektralbereich und ist daher besonders für Projektionsanwendungen, bei denen rotes, grünes und blaues Licht benötigt wird, attraktiv [84]. Für Hochleistungsanwendungen werden oft Yb-dotierte Fasern eingesetzt. Die damit verbundenen Vorteile und die spektroskopischen Eigenschaften von Ytterbium werden in Kapitel 3.2 erläutert. Der im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute Faserverstärker nutzt Yb-dotierte Fasern.

Die Vorteile der Fasergeometrie, gegenüber anderen Geometrien der Festkörperlaser wie Scheibe oder Stab werden im Folgenden kurz zusammengefasst. Aufgrund ihres hohen Oberflächen-zu-Volumenverhältnisses lässt sich die in den Fasern entstehende Wärme sehr effizient abführen. Durch die Führungseigenschaft der Faser wird das Licht auf langen Strecken eingeschlossen. Es werden hohe Verstärkungen erreicht, die für Verstärkeranwendungen mit wenigen Umläufen interessant sind. Für Faserlaser reichen oft die Fresnelreflektionen an den Faserendflächen als Resonatorspiegel aus, um Lasertätigkeit zu erzielen. Die transversale Modenstruktur der Faser bestimmt dar-

¹ WDM - *Wavelength Division Multiplexing*

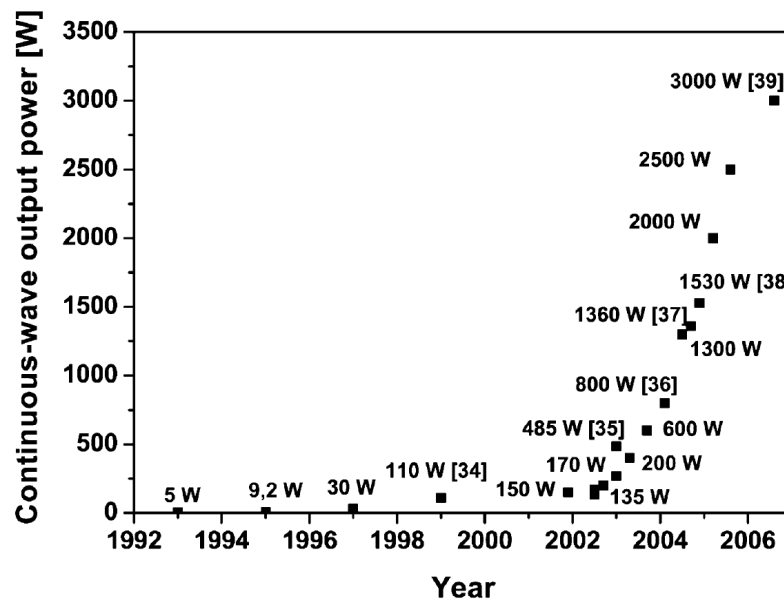


Abbildung 3.1: Historische Entwicklung der optischen Leistung, die mit Faserlasern und einem guten Strahlprofil mit kleinem M^2 bisher erreicht worden sind. Mit dem Einsatz von Doppelmantel- und Large-Mode-Area-Fasern im Jahre 2002 haben die erzielten Ausgangsleistungen stark zugenommen. Die Darstellung wurde entnommen aus Referenz [85].

überhinaus das Strahlprofil der erzeugten Strahlung und ist für *single-mode* Fasern nahezu beugungsbegrenzt. Nachteilig kann sich allerdings die große Länge und die hohe Intensität in der Faser auswirken, da sie das Auftreten von nichtlinearen Effekten begünstigt. Außerdem ist die Leistungsskalierung bei beugungsbegrenzter Strahlqualität durch die *single-mode* Eigenschaft und die Zerstörschwelle der Faserendfläche limitiert. Höhere Ausgangsleistungen lassen sich durch Einsatz von Doppelmantelfasern erreichen, deren Aufbau und Funktionsweise in Kapitel 3.3.3 erläutert wird.

Faserverstärker- und laser werden in den unterschiedlichsten Konfigurationen betrieben. Faserlaser besitzen in der Regel eine höhere Effizienz. Bei Faserverstärkern stehen spektrale Eigenschaften wie Wellenlänge und Bandbreite im Vordergrund. Die Systeme lassen sich durch kontinuierlichen und gepulsten Betrieb klassifizieren. Die gepulsten Systeme decken darüberhinaus Pulslängen von Femtosekunden bis Nanosekunden mit unterschiedlichen Wiederholraten ab [86, 87, 88, 89].

Im Folgenden wird ein kurzer Überblick über die vielfältigen Ausprägungen von Faserverstärkern- und lasern gegeben. Dazu wurden exemplarisch ei-

nige Veröffentlichungen ausgewählt. Der Überblick erhebt keinen Anspruch auf Vollständigkeit. Viele Veröffentlichungen beschäftigen sich mit der wichtigen Frage der Leistungsskalierung [85, 90, 91, 92]. Diese ist beispielsweise für Anwendungen wie Materialbearbeitung, Laserschweißen und Laserbohren, aber auch für militärische Anwendungen interessant. In Abb. 3.1 ist die historische Entwicklung der optischen Leistung gezeigt, die aus Faserlasern mit einem guten Strahlprofil erhalten wird. Welches Strahlprofil als gut bezeichnet wird, weicht je nach Autor deutlich voneinander ab. Ein gutes Strahlprofil ist im Allgemeinen durch einen kleinen M^2 -Wert gekennzeichnet. Mit dem Einsatz von Doppelmantel- und Large-Mode-Area-Fasern (LMA) im Jahre 2002 haben die erzielten Ausgangsleistungen stark zugenommen [85]. Erreichbar sind dabei momentan kontinuierliche Leistungen bis 3 kW mit einem guten Strahlprofil [85]. Spektrale Eigenschaften spielen für diese Anwendungen keine Rolle. Ein breitbandiger Betrieb ist sogar erwünscht um das Auftreten von nichtlinearen Effekten zu minimieren. Eine weitere Leistungsskalierung lässt sich durch *spectral beam combining* (SBC) erreichen. Dabei wird die Leistung auf mehrere Fasern spektral verteilt. Ein Gitter im Resonator aller Fasern ordnet jeder Faser eine unterschiedliche Wellenlänge zu und sorgt am Auskoppler dafür, dass sich alle Strahlen überlagern. Mit dem SBC-Konzept werden optische Leistungen mit einer guten Strahlqualität bis 100 kW erwartet [85].

Für die Materialbearbeitung sind kommerziell verfügbare Yb-dotierte Faserlaser mit 1,5 kW optischer Leistung und gutem Strahlprofil erhältlich. Für *multi-mode* Fasern erhöht sich die kommerziell verfügbare Leistung auf 50 kW². Bei allen Hochleistungsanwendungen steht nur eine hohe Leistung im Vordergrund. Allerdings wird über die spektralen Eigenschaften des erzeugten Lichtes wenig berichtet, da es für diese Anwendung unerheblich ist.

Für wissenschaftliche, medizinische oder andere technische Anwendungen sind oft andere Parameter wie Betriebswellenlänge, Bandbreite und Pulslänge erforderlich. In diesem Bereich werden oft Faserverstärker eingesetzt, da sich die spektralen und temporalen Anforderungen mit einer geeigneten Seedquelle erreichen lassen. Der Faserverstärker sorgt dann für die Erhöhung der Leistung bzw. Energie unter Beibehaltung der spektralen Eigenschaften. Je nach verwendeter Fasertechnologie lassen sich zwischen 20 - 500 W aus einem schmalbandigen Faserverstärker erhalten [93, 94].

Bei gepulsten Systemen markiert der untere Millijoule-Bereich momentan das technische Limit. Dieser wird im Allgemeinen für Pulslängen im ns-Sekunden Bereich erreicht. Der Faserverstärker in Referenz [95] besteht aus vier Verstärkerstufen und wird von einer direkt modulierten Laserdiode ge-

² IPG Photonics Corporation

seedet. Bei einer Pulslänge von 4,5 ns wird eine Energie von 4,5 mJ bei einer Wiederholrate von 20 kHz und nahezu beugungsbegrenzter Strahlqualität erhalten. Die spektrale Bandbreite beträgt 10 nm. Konzeptionell ist das System vergleichbar mit dem in dieser Arbeit aufgebauten. Sie unterscheiden sich aber deutlich in der spektralen Bandbreite der Strahlung. Im weiteren Verlauf dieser Arbeit wird deutlich werden, welche Herausforderungen mit einer schmalbandigen Strahlquelle verbunden sind.

Der Verstärker in Referenz [88] liefert bei einer guten Strahlqualität 4 mJ mit einer spektralen Bandbreite von 0,4 nm bei einer Wiederholrate von 3 kHz. Aus einer *multi-mode* Faser mit 55 μm Kerndurchmesser werden 8 mJ mit kompromittiertem Strahlprofil erhalten. Die Pulslänge variiert dabei je nach Wiederholrate und Energie zwischen 70 - 300 ns. Die eingesetzten Fasern besitzen vergleichbare Abmessungen wie die im Rahmen dieser Arbeit eingesetzten. Dadurch wird eine Gegenüberstellung der erreichten Energien möglich und der Einfluss der spektralen Bandbreite auf die erreichbare Energie wird deutlich. Ursächlich hierfür sind nichtlineare Effekte, die die erreichbare Energie beschränken.

Dies wird auch mit Blick auf Referenz [96] deutlich. Dort werden 0,8 ns lange Pulse auf 255 μJ verstärkt, bis stimulierte Ramanstreuung eine weitere Energieerhöhung verhindert. Die Bandbreite ist mit 600 MHz nahezu Fourier-limitiert. Das Strahlprofil wird als beugungsbegrenzt angegeben.

Durch photonische Kristallfasern bzw. mikrostrukturierte Fasern lassen sich große Kerndurchmesser mit guten Strahlprofilen erreichen. Dadurch sinkt die Schwelle für das Auftreten von nichtlinearen Effekten. Mit dem System in Referenz [97] wurde eine Energie von 1 mJ bei einer Pulslänge von 1 ns und einer Wiederholrate von 9,6 kHz erreicht. Die Bandbreite beträgt ca. 9 GHz und ist damit einen Faktor fünf vom Fourier-Limit entfernt. Die erreichte Energie ist durch stimulierte Brillouin-Streuung begrenzt.

Keine der erwähnten Strahlquellen wird wirklich mit extrem kleiner Bandbreite sehr nahe am Fourier-Limit betrieben. Es existiert keine dem Autor bekannte Veröffentlichung, die von hohen Energien, für die in dieser Arbeit verwendete Pulslänge von 10 ns und bei einer Fourier-limitierten Bandbreite berichten. Wie sich im Verlauf der Arbeit herausstellen wird, ist es eine besondere Herausforderung bei dieser Pulslänge und sehr nah am Fourierlimit einen Faserverstärker aufzubauen (vgl. Kap. 3.5). Die temporalen und spektralen Eigenschaften der Strahlung begünstigen das Auftreten von stimulierter Brillouin-Streuung (SBS).

Ausgenommen sind die Arbeiten aus Referenz [98], die sich mit einer Seedquelle beschäftigen, die derartige Pulse liefert. Eine Verstärkung in einem zweistufigen Faserverstärker lieferte hierbei eine Energie von 1,6 μJ bei einer Pulslänge von 10 ns und nahezu Fourier-limitierter Bandbreite.

Abschließend sei auf gepulste Faserverstärker hingewiesen, die im Piko- und Femtosekundenbereich operieren. Aufgrund der großen Bandbreite lassen sich *chirped pulse amplification*-Techniken zur Verstärkung anwenden. Dispersion und *self-phase-modulation* spielen eine wichtige Rolle in diesem Bereich. Es werden Pulslängen vom oberen Pikosekundenbereich bis zu wenigen zehn Femtosekunden mit Wiederholraten bis in den MHz-Bereich abgedeckt. Die Spitzenleistungen erreichen den Megawatt-Bereich [86, 87, 89, 99, 100].

3.2 Lasermedium - Yb

Das Energieniveauschema des Yb^{3+} -Ions ist das Einfachste der Seltenen Erden. Es besteht aus nur zwei Zuständen, dem Grundzustand $^2F_{7/2}$ und dem angeregten Zustand $^2F_{5/2}$. Diese sind jeweils in vier bzw. drei Stark-Level aufgespalten. Deshalb existieren keine parasitären optischen Prozesse oder nichtstrahlende Übergänge [101, 102].

Als Wirtsmaterial wird überwiegend Quarzglas eingesetzt. Es besitzt eine hohe Schmelztemperatur, eine gute mechanische Stabilität und lässt sich problemlos mit bestehender Quarzglastechnik verarbeiten und kombinieren. Yb-dotiertes Quarzglas besitzt eine Fluoreszenzlebensdauer von etwa 850 μs und vergleichsweise hohe Emissions- und Absorptionswirkungsquerschnitte [101, 102, 103]. Aufgrund dieser Eigenschaften werden Yb-dotierte Quarzglasfasern gerne für Hochleistungsanwendungen eingesetzt. Sie erreichen aufgrund des einfachen Termschemas und des geringen Quantendefektes hohe Effizienzen. Damit verbunden ist auch eine geringe Wärmebelastung des Lasermaterials. Aufgrund der starken homogenen und inhomogenen Verbreiterung lassen sich die einzelnen Übergänge aus den Stark-Niveaus im Emissions- und Absorptionsspektrum in Abb. 3.2 nicht auflösen. Im Spektrum lässt sich bei etwa 976 nm eine ausgeprägte Linie erkennen. Diese wird zum Pumpen des im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten Faserverstärkers benutzt. Aufgrund der etwa gleich großen Wirkungsquerschnitte lassen ca. 50 % des Mediums anregen. Der Verstärker lässt sich in einem Wellenlängenbereich von etwa 1030 - 1100 nm betreiben. Zu beachten ist die vorhandene Absorption bei diesem Wellenlängenbereich, die dem Verstärkungsprozess einen quasi-Drei-Levelcharakter verleiht. Alle Ergebnisse, die in dieser Arbeit präsentiert werden, sind bei einer Betriebswellenlänge von 1064 nm entstanden. Ein auftretender unerwünschter Effekt ist die sogenannte verstärkte Spontanemission (ASE)³. Dabei wird spontan emittiertes Licht in der Faser geführt und erfährt ebenfalls Verstärkung. Bevorzugt findet dieser Prozess im Emissi-

³ ASE - *Amplified spontaneous emission*

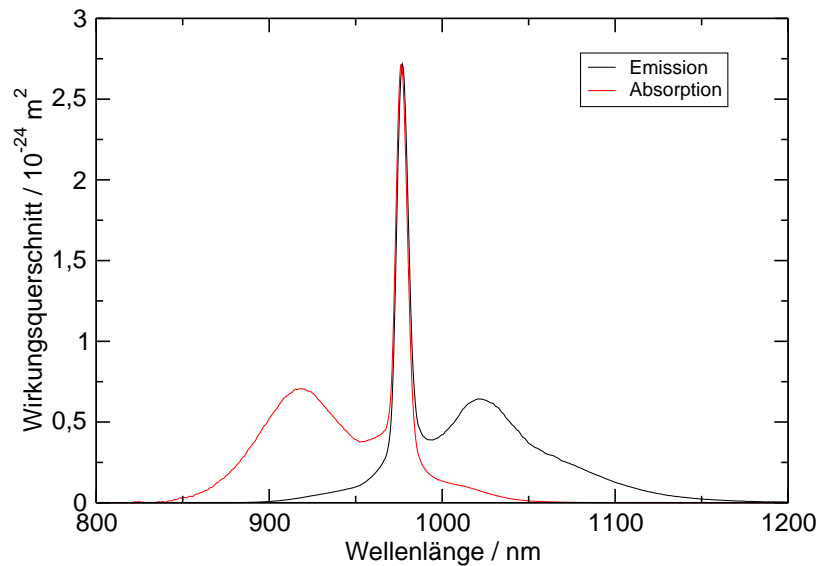


Abbildung 3.2: Absorptions- und Emissionswirkungsquerschnitt der verwendeten Yb-dotierten Quarzglasfasern. Die Wirkungsquerschnitte wurden unter Verwendung der Füchtbauer-Ladenburg-Relation und der McCumber-Relation bestimmt [104, 105]. Dazu wurde die spektrale Absorption in der Faser, das radial emittierten Fluoreszenzspektrum und die Fluoreszenzlebensdauer gemessen.

onsmaximum bei etwa 1030 nm statt. Aufgrund der Absorption kann in sehr langen Fasern mit hoher Dotierung, der durch ASE dominierte Spektralbereich auch deutlich zu längeren Wellenlängen verschoben werden [92]. Die verstärkte Spontanemission konkurriert dabei mit der Seedstrahlung. Speziell im gepulsten Betrieb, in dem die Faser zum Speichern von Energie benutzt wird, kann ASE substantielle Anteile der Inversion abführen und damit die erreichbare Verstärkung limitieren. Die unerwünschten spektralen Anteile lassen sich nach der Verstärkung mit Interferenzfiltern herausfiltern, da die Betriebswellenlänge von 1064 nm spektral weit genug vom ASE-Maximum separiert ist. Dies ist vor allem bei einem mehrstufigen Faserverstärker sinnvoll, um die Ausbreitung der ASE-Anteile durch alle Verstärkerstufen zu unterbinden. Das Emissions- und Absorptionsspektrum wird durch die Komposition und die Ko-Dotanten des Wirtsmaterials beeinflusst [106]. Da die genaue Komposition der Fasern nicht bekannt ist, wurde für eine Faser der Emissions- und Absorptionswirkungsquerschnitt, sowie die Fluoreszenzlebensdauer bestimmt, um die Ergebnisse mit Literaturwerten vergleichen zu können.

Mit einer selbstgebauten schnellen Photodiode wird das radial von der Faser abgestrahlte Licht detektiert. Es kann sich dabei nur um spontan emittiertes Licht handeln, das in der Faser nicht geführt wird. Die Pumpquel-

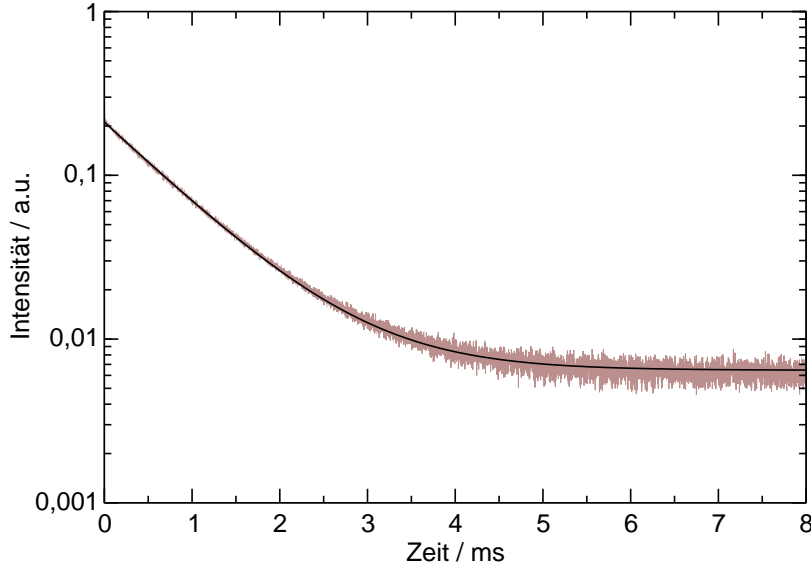


Abbildung 3.3: Typisches Abklingverhalten der Fluoreszenz der verwendeten Yb-dotierten Fasern, dargestellt auf einer logarithmischen Skala. Die an die Messdaten angepasste Exponentialfunktion ergibt eine Fluoreszenzlebensdauer von $\tau = 856 \pm 1 \mu\text{s}$.

le wird mit Rechteckpulsen moduliert und das Fluoreszenzabklingverhalten aufgezeichnet, wie in Abb. 3.3 dargestellt. Die Flankensteilheit der Pulse ist gegenüber der Fluoreszenzlebensdauer vernachlässigbar. Die durch Anpassung einer Exponentialfunktion bestimmte Fluoreszenzlebensdauer beträgt $\tau = 856 \pm 1 \mu\text{s}$. Die gemessene Fluoreszenzdauer wird nicht durch nichtstrahlende Relaxation verfälscht, da das Verhältnis zwischen der Übergangsenergie und der Phononenenergie klein ist [101, 102].

Zur Bestimmung des Absorptions- und Emissionsspektrums wird mit einem optischen Spektralanalysator⁴ die Absorption einer Weißlichtquelle in der Faser und das Spektrum des radial emittierten Fluoreszenzlichtes gemessen. Als nächstes werden die Spektren auf die absoluten Wirkungsquerschnitte skaliert.

Dazu wird die spektrale Form des Emissionswirkungsquerschnittes durch Skalieren des gemessenen Fluoreszenzspektrums mit λ^5 erhalten [101, 107]. Die absolute Skala wird anschließend mit der gemessenen Fluoreszenzlebensdauer und der Füchtbauer–Ladenburg Gleichung

$$\frac{1}{\tau} = \frac{8\pi n^2}{c^2} \int \nu^2 \sigma_e(\nu) d\nu = 8\pi n^2 c \int \frac{\sigma_e(\lambda)}{\lambda^4} d\lambda \quad (3.1)$$

⁴ Ando AQ-6315A

zugeordnet [104]. Weiterhin ist der Emissionswirkungsquerschnitt mit dem Absorptionswirkungsquerschnitt über die McCumber-Relation

$$\sigma_a(\lambda) = \sigma_e(\lambda) \exp \left\{ \frac{hc}{kT} \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0} \right) \right\} \quad (3.2)$$

verbunden. Dabei gilt die Annahme, dass sich die Population der Stark-Niveaus im thermischen Gleichgewicht befindet [105]. Ohne weitere zusätzliche Messungen, lässt sich keine Aussage für λ_0 treffen, so dass in diesem Fall das Maximum der Spektren für λ_0 angenommen wird. Dadurch sind Emissions- und Absorptionswirkungsquerschnitt gleich groß. In der Literatur wird von einer etwa 5 - 10 % größeren Absorption gesprochen. Je nachdem in welche Richtung die McCumber-Relation angewendet wird, entstehen große Exponentialfaktoren. Daher müssen die Spektren in diesen Bereichen mit einem sehr guten Signal-zu-Rauschverhältnis vorliegen. Bei der Berechnung des Absorptionswirkungsquerschnitt aus dem gemessenen Emissionswirkungsquerschnitt ist dies der Bereich bei kurzen Wellenlängen. Speziell dort ist die Intensität der Emission sehr gering, so dass es aufwendig ist brauchbare Daten in diesem Bereich zu erhalten. Genau andersherum ist es, wenn der Emissionswirkungsquerschnitt aus dem gemessenen Absorptionswirkungsquerschnitt berechnet werden soll. Die Absorption im langwelligen Bereich des Spektrums ist gering und der Exponentialfaktor der McCumber-Relation ist groß. Da beide Spektren experimentell gemessen wurden, werden die Daten zusammengeführt und in den schwer zugänglichen Bereich fortgesetzt. Damit lässt sich beispielsweise die sehr geringe Absorption bei 1064 nm bestimmen. Dazu werden die zwei Wirkungsquerschnitte mit der Funktion

$$g_{\pm}(\lambda) = \frac{1}{1 + \exp \left\{ \pm \frac{hc}{kT} \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0} \right) \right\}} \quad (3.3)$$

gewichtet, in dem der gleiche Exponentialfaktor aus der McCumber-Relation vorkommt. Damit werden folgende kombinierte Wirkungsquerschnitte erhalten.

$$\begin{aligned} \tilde{\sigma}_a(\lambda) &= g_-(\lambda) \sigma_a(\lambda) + g_+(\lambda) \exp \left\{ + \frac{hc}{kT} \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0} \right) \right\} \sigma_e(\lambda) \\ \tilde{\sigma}_e(\lambda) &= g_+(\lambda) \sigma_e(\lambda) + g_-(\lambda) \exp \left\{ - \frac{hc}{kT} \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0} \right) \right\} \sigma_a(\lambda) \end{aligned} \quad (3.4)$$

Die abschließend erhaltenen Wirkungsquerschnitte sind in Abb. 3.2 dargestellt. Sie stimmen sehr gut mit Vergleichsspektren aus der Literatur überein und deuten auf ein Phosphor-dotiertes Quarzglas hin.

3.3 Optische Fasern

Das aktive Element im optischen Verstärker sind Yb-dotierte Glasfasern. Dieses Kapitel beschäftigt sich mit den Eigenschaften von optischen Fasern im Allgemeinen und mit dotierten Fasern im Speziellen. Weiterhin wird auf die für Hochleistungsanwendungen benötigten Doppelmantelfasern mit großer Modenfläche eingegangen.

3.3.1 Eigenschaften

Als Einstieg wird an dieser Stelle eine möglichst knappe Übersicht über die Eigenschaften und Parameter von optischen Fasern gegeben. Sie enthält alle für diese Arbeit relevanten Beziehungen ohne Herleitung. Sie kann deshalb auch keinen Anspruch auf Vollständigkeit erheben. Für eine weiterführende Vertiefung sei auf die vielfältige Standardliteratur [108, 109, 110, 111] verwiesen.

Die Lichtleitung in optischen Fasern beruht auf dem Prinzip der Totalreflexion an der Grenzschicht zwischen einem optisch dichteren und einem optisch dünneren Medium. Eine Faser besteht daher immer aus einem Kern und einem Mantel, der für die Lichtführung verantwortlich ist. Das Brechungsindexprofil von Kern und Mantel ist dabei nicht notwendigerweise stufenförmig, sondern kann auch an die jeweilige Anwendung angepasst sein. Fasern unterscheiden sich durch ihren Kern- und Manteldurchmesser und durch ihre numerische Apertur. Diese bezeichnet den Akzeptanzwinkel θ innerhalb dessen eingestrahltes Licht in der Faser geführt werden kann. Für ein Stufenprofil mit einem Brechungsindex des Kerns n_{Kern} und einem Brechungsindex des Mantels n_{Mantel} ist sie definiert als

$$\text{NA} \equiv \sin(\theta) = \sqrt{n_{\text{Kern}}^2 - n_{\text{Mantel}}^2} \quad (3.5)$$

Die numerische Apertur NA, beziehungsweise der Brechungsindexunterschied Δn lässt sich mit dem Brechungsindex n der Faser auch wie folgt darstellen

$$\Delta n = \frac{\text{NA}^2}{2n}. \quad (3.6)$$

Weiterhin ist die V-Zahl eine wichtige Kenngröße einer Faser

$$V = 2\pi \frac{a}{\lambda} \text{NA}, \quad (3.7)$$

mit dem Kernradius a , der Wellenlänge λ und der numerischen Apertur NA. Sie beinhaltet Informationen über Fasergeometrie und Frequenz und wird daher auch als normierter Frequenzparameter bezeichnet. Mit der V-Zahl lässt

Tabelle 3.1: Die V-Zahl entscheidet über die Anzahl der Moden, die in einer Faser geführt werden können. Aufgelistet ist die Modenbezeichnung und der jeweilige Schwellenwert, ab der die Propagation der nächst höheren Mode möglich ist [111].

Mode	LP ₀₁	LP ₁₁	LP ₂₁	LP ₀₂	LP ₃₁	LP ₁₂	LP ₄₁
V-Zahl	-	2.405	3.832	3.832	5.136	5.520	6.380

sich die Anzahl Moden, welche von einer Faser unterstützt werden berechnen. Für $0 < V < 2.405$ kann die Faser nur eine Mode führen und wird als *single-mode* Faser bezeichnet. Für größer werdende V-Zahlen nimmt die Anzahl geführter Moden zu. Die Schwellenwerte sind dabei Nullstellen einer Besselfunktion. Diese Bedingung wird beim Lösen der Helmholtzgleichung mit entsprechenden Randbedingungen für die Fasergeometrie erhalten. Durch Abzählen von Nullstellen lässt sich somit die Anzahl der Moden in Abhängigkeit der V-Zahl bestimmen. Eine Approximation für großes V ist gegeben durch

$$M = 4 \frac{V^2}{\pi^2} + 2. \quad (3.8)$$

Die Moden werden mit einer Systematik LP_{lm} bezeichnet und sind in Tabelle 3.1 für die ersten sieben Moden mit ihrer jeweiligen V-Zahl als Grenzfrequenz zusammengestellt. Da die V-Zahl wellenlängenabhängig ist, hat sich für eine *single-mode* Faser auch der Begriff *cut-off* Wellenlänge eingebürgert. Sie bezeichnet die Grenzwellenlänge, bei der ein Unterschreiten zu einem *multi-mode* Charakter führt. Das Intensitätsprofil im Kernbereich der Faser wird durch eine Besselfunktion und im Mantelbereich durch eine modifizierte Besselfunktion beschrieben. Die Grundmode lässt sich dabei für $V > 1$ sehr gut durch eine Gaußfunktion approximieren [111]. Der Modenfeldradius r_0 ist der Radius bei dem die Intensität auf $1/e^2$ abgefallen ist und wird in Abhängigkeit der V-Zahl durch die Relation

$$r_0 \approx a \left(0.65 + \frac{1.619}{V^{3/2}} + \frac{2.879}{V^6} \right) \quad (3.9)$$

von Marcuse [112] empirisch approximiert.

3.3.2 Dotierte Fasern

Das Konzept, optische Fasern zu dotieren und damit als laseraktives Medium zu nutzen, geht zurück auf Snitzer im Jahre 1961 [82]. Vorteilhafte Aspekte sind dabei das hohe Oberflächen-zu-Volumen-Verhältnis. Die Führungseigenschaft der Faser bewirkt einen Einschluss auf der gesamten Faserlänge und

die geführten Moden geben das Strahlprofil vor. Insbesondere die Grundmode mit ihrem gaußförmigen Strahlprofil ist dabei interessant. Als Wirtsmaterial wird überwiegend synthetisches Quarzglas⁵ eingesetzt. Es besitzt im Vergleich zu anderen Gläsern eine hohe Zerstörschwelle, gute thermische und mechanische Eigenschaften und weist eine geringe Absorption im infraroten Spektralbereich auf. Nachteilig sind Quenchingeffekte und die Bildung von Selten-Erd-Clustern. Sie wirken sich auf die Effizienz der Fasern aus [113].

Die Pumpstrahlung wird dabei direkt in den dotierten *single-mode* Kern eingekoppelt. Durch den optimalen Überlapp der Pumpmode mit der Lasermode lassen sich sehr hohe Pumpabsorptionen von bis zu 1200 dB/m erreichen⁶. Allerdings ist die Leistungsskalierung durch die Verfügbarkeit von leistungsstarken Pumpdioden mit sehr gutem *single-mode* Strahlprofil und durch die Zerstörschwelle von Quarzglas auf wenige Watt limitiert.

Der Verstärkungsprozess in einer dotierten Faser lässt sich durch Differentialgleichungen theoretisch beschreiben. Das aktive Medium wird durch eine Ratengleichung modelliert, an die Transportgleichungen für Seed- und Pumpstrahlung, sowie für die breitbandigen ASE-Anteile angekoppelt werden [102, 103, 114, 115]. Eine Simulation für den kontinuierlichen Betrieb ist durch die stationäre Lösung der Differentialgleichungen möglich. Die Simulation von gepulsten Faserverstärkern erfordert in der Regel das Lösen der zeitabhängigen partiellen Differentialgleichungen. Allerdings zeigt sich, dass der Rechenaufwand aufgrund der nötigen kleinen Zeitschritte sehr groß ist, so dass keine ASE-Anteile simuliert werden können und die erwarteten Energien unrealistisch hoch sind [116].

Im Rahmen dieser Arbeit wird deshalb auf numerische Simulationen verzichtet, da die optimalen Faserparameter experimentell viel schneller bestimmt werden können. Dies gilt auch für die experimentelle Bestimmung der Schwelle für das Auftreten von stimulierter Brillouin-Streuung (SBS) (vgl. Kap. 3.5).

3.3.3 Doppelmantelfasern für Hochleistungsanwendungen

Um eine weitere Leistungsskalierung zu erreichen, wurde ein neues Faserdesign, sogenannte Doppelmantelfasern⁷ eingeführt [90, 117]. Der traditionelle Aufbau einer optischen Faser bestehend aus Kern und Mantel wird durch einen zweiten Mantel mit weiter abgestuftem Brechungsindex erweitert. Dadurch ist es möglich, wie mit typischen Abmessungen in Abb. 3.4 angedeutet, Licht in zwei Regionen zu führen: dem Kern und dem Pumpmantel. Dotiert ist

⁵ fused silica

⁶ Liekki, YB1200-4/125

⁷ engl. double clad fiber

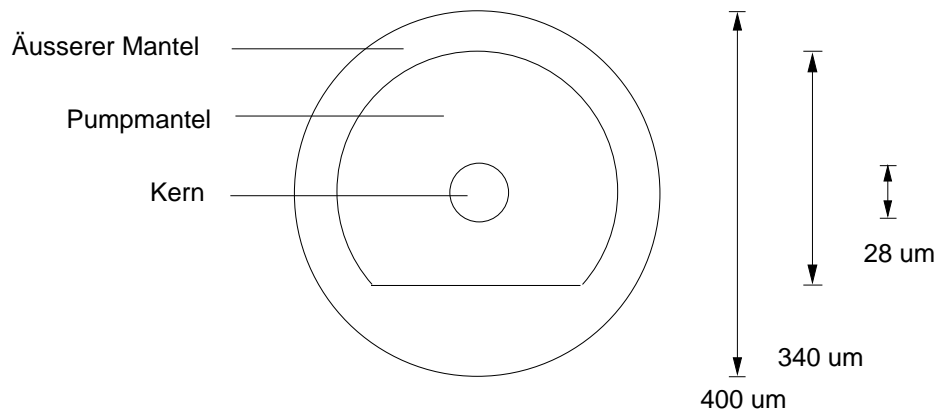


Abbildung 3.4: Die Doppelmantelfasern, die im Rahmen dieser Arbeit eingesetzt werden, bestehen aus einem dotierten Kern, dem D-förmigen Pumpmantel und einer Silikon-Ummantelung. Sie besitzen keinen weiteren Schutzmantel.

weiterhin nur der Kern, in dem die eigentliche Verstärkung stattfindet. Wird Pumpstrahlung in den Pumpkern eingekoppelt, wird diese beim Durchsetzen des Kerns absorbiert.

Für eine effektive Pumpabsorption ist die Symmetrie des Pumpmantels gewöhnlich gebrochen. Dies sorgt für eine effiziente Modendurchmischung um die Ausbildung helikaler Moden, die wenig Intensität in der Kernregion tragen und somit nicht zur Absorption beitragen, zu unterdrücken. Die Form der Symmetriebrechung des Pumpmantels ist primär vom Hersteller und dessen Patenten abhängig. Die von Snitzer ursprünglich vorgeschlagene und patentierte Geometrien waren ein exzentrisch platzierter Kern und ein rechteckiger Pumpmantel. Kommerziell erhältlich sind beispielsweise D-förmige, hexagonale und blumenförmige Geometrien der Hersteller IPHT, INO, NuFern, Liekki, Fibercore UK und andere. Besonders effektiv ist die Modendurchmischung bei hoher Symmetriebrechung wie der rechteckigen oder D-förmigen Geometrie [118].

Der Kerndurchmesser des Pumpmantels beträgt typischerweise $125\text{ }\mu\text{m}$ - $600\text{ }\mu\text{m}$ mit einer numerischen Apertur von $0,22$ - $0,48$ und ist damit sehr hochmodig. Im Vergleich zu Einzelemittern mit Grundmode-Strahlprofil sind die Anforderungen an das Strahlprofil der Pumpdiode damit deutlich gesunken und leistungstärkere Pumpdioden oder Pumpdiodenarrays mit verminderter Strahlqualität können eingesetzt werden. Durch die Doppelmanteltechnik ist der Leistungsbereich bis in den Kilowattbereich zugänglich [85, 92]. Form, Größe und numerische Apertur des Pumpmantels sollte auf die Pumpdiode und dessen Strahlparameterprodukt abgestimmt sein. Für einen effizienten Betrieb wird der Pumpmantel möglichst vollständig ausgefüllt. Die Wahl

der optimalen Form hängt auch vom Strahlprofil der Pumpdiode, bzw. dessen Strahlformungsoptik ab. So kann bei einer direkten Abbildung des Emissionsprofils eines Diodenarrays eine rechteckige Geometrie vorteilhaft sein. Bei fasergekoppelten Pumpdioden sind die “runden” Geometrien vorzuziehen.

Technologietreibend bei fasergekoppelten Pumpdioden ist hierbei nicht nur die absolute Leistung, sondern die Leistung bezogen auf das Strahlparameterprodukt, die als sogenannte *brightness* bezeichnet wird. Kommerziell verfügbar sind zum Zeitpunkt dieser Arbeit optische Leistungen von bis zu 60 W aus einer 100 μm Faser, bzw. 100 W aus einer 200 μm Faser⁸.

In diesem Zusammenhang wird der Faserlaser auch als *brightness* Konverter bezeichnet. Er ist in der Lage mit hoher Effizienz, Pumpstrahlung mit niedriger *brightness* in Nutzstrahlung mit sehr hoher *brightness* umzuwandeln.

Die in dieser Arbeit verwendeten Doppelmantelfasern besitzen ausschließlich einen D-förmigen Pumpmantel und sind vom Institut für physikalische Hochtechnologie in Jena (IPHT) bezogen worden. Die Fasergeometrien sind in Tabelle 3.3 aufgelistet und werden in Kapitel 3.8 weiter diskutiert.

Durch die sehr hohen Leistungsdichten in den Fasern wird schnell die Zerstörschwelle der Faser oder die Schwelle für nichtlineare Effekte erreicht. Für diese Anwendungen existieren Varianten der Doppelmantelfaser mit sehr großem Kerndurchmesser, den sogenannten *large-mode area* (LMA) Fasern. Dabei wird der Kerndurchmesser vergrößert und gleichzeitig die numerische Apertur verringert. Ziel dabei ist es, die V-Zahl und damit auch die Anzahl möglicher Moden klein zu halten. Die numerische Apertur lässt sich typischerweise bis auf ca. 0,06 verringern. Der Brechungsindexunterschied beträgt dabei etwa $\Delta n = 10^{-3}$ gemäß Gleichung (3.6). Dieser Wert markiert zugleich das technische Limit, mit dem sich der Brechungsindexunterschied noch zuverlässig kontrollieren lässt. Ein Verschwinden des Brechungsindexunterschiedes hat den sofortigen Verlust der Führungseigenschaft und damit einen Strahlaustritt zur Folge. Weiterhin sind Fasern mit sehr kleiner numerischer Apertur anfälliger gegenüber Biegeverlusten. Nach dem Kriterium für *single-mode* Eigenschaften ergibt sich für eine numerische Apertur von 0,06 und eine Wellenlänge von 1064 nm ein maximaler *single-mode* Durchmesser von 13,5 μm . Für Hochleistungsanwendungen werden oft Fasern mit einem deutlich größeren Kerndurchmesser verwendet. Um diese *multi-mode* Fasern trotzdem nahezu in der Grundmode zu betreiben, gibt es mehrere Möglichkeiten, die im Folgenden besprochen werden.

Die bereits erwähnten Biegeverluste lassen sich durch Wicklung der Faser gezielt einsetzen, um höhere Moden gegenüber der Grundmode zu diskrimi-

⁸ LIMO Lissotschenko Mikrooptik GmbH

nieren [119]. Höhere Moden besitzen dabei mehr Intensität in den Außenbereichen der Faser und sind deswegen anfälliger gegenüber Biegung. Der Wicklungsradius entscheidet dabei über die Dämpfung, die für die höheren Moden induziert wird. Das Limit stellt hierbei die mechanische Stabilität der Faser dar, da für stark mehrmodige Fasern sehr kleine Biegeradien nötig sind. Für lange Faserlängen kann bereits ein geringfügiger Unterschied in der Dämpfung die Modenfilterung sehr effektiv werden lassen.

Eine andere Möglichkeit, *single-mode*-Betrieb in einer *multi-mode* Faser zu erreichen, besteht in einer optimierten Einkopplung, bei der nur die Grundmode der Faser angeregt wird. Die immer vorhandenen Modenkopplung durch Störstellen, durch lokale Abweichungen von der Zylindergeometrie oder durch thermische Einflüsse beschränkt die Anwendbarkeit dieser Technik auf kurze Faserlängen. Im Rahmen dieser Arbeit wird diese Strategie angewendet, da die Verwendung von kurzen Fasern ebenfalls für eine hohe SBS-Schwelle nötig ist (vgl. Kap. 3.5).

3.4 Zerstörschwelle von Quarzglas

Der Fortschritt in der Laserentwicklung war schon immer von der Frage nach der Leistungsskalierung geprägt. Eng verbunden damit ist deshalb das Interesse an der Zerstörschwelle von optischen Komponenten, da dies oft einen limitierenden Faktor darstellt.

Auch für diese Arbeit ist die Kenntnis der genauen Zerstörschwelle von Interesse, da die Faserkerndurchmesser im Allgemeinen nur einige wenige Mikrometer betragen und die Leistungsdichte groß werden.

Speziell die Frage nach der Zerstörschwelle von Quarzglas, dem Wirtsmaterial der Yb dotierten Fasern, die in dieser Arbeit verwendet werden, ist immer wieder in der Literatur diskutiert worden. Leider weichen die Werte der verschiedenen Autoren deutlich voneinander ab. Prinzipiell muss zwischen Oberflächen- und Volumenzerstörschwelle unterschieden werden.

Die Zerstörschwellen hängen zum einen intrinsisch vom Material selbst ab, aber auch von externen Einflüssen, wie der optischen Qualität der Oberfläche und des Volumenmaterials. Defekte und Einschlüsse führen zu einer Reduzierung der Zerstörschwelle und sind sicherlich auch für die Inkonsistenz der Literaturwerte verantwortlich. Unklar ist auch, ob die Zerstörung durch die Leistungsdichte oder die Energiedichte verursacht wird.

Auch der Mechanismus, der für das Versagen des Materials verantwortlich gemacht wird, ist noch ungeklärt. In Ref. [120] wird als Zerstörmechanismus oberhalb von 100 ps lokaler Wärmeeintrag bis zum Schmelzen oder spannungsinduziertes Materialversagen genannt. Andere Autoren berichten

von Plasmabildung aufgrund von Mehrphotonen-Ionisation und Elektronen-Lawinenverstärkung als Zerstörmechanismus [121].

Im Folgenden sind einige Werte aus der Literatur für die Zerstörschwelle bei 1064 nm aufgeführt. Dabei wurde sich auf Literaturquellen für Pulslängen von einigen ns beschränkt. Beispielsweise wird Ende der achtziger, Anfang der neunziger Jahre bei einer Pulslänge von 31 ns Oberflächenzerstörungsschwellen von 108 J/cm^2 [122] und Volumenzerstörungsschwellen je nach Fokusgröße von $258 - 735 \text{ GW/cm}^2$ [121] und $0,5 - 19,5 \text{ GW/cm}^2$ [123] berichtet. Das Standardwerk von Koechner [120] nennt für 10 ns lange Pulse einen Wert von ca. 20 J/cm^2 . Neuere Arbeiten von Natoli und Gallais [124, 125] berichten für 7 ns lange Pulse Oberflächenzerstörungsschwellen von 70 J/cm^2 und Volumenzerstörungsschwellen von $163 - 270 \text{ J/cm}^2$.

Wichtig ist die Kenntnis der Zerstörungsschwellen der in dieser Arbeit eingesetzten Fasern. Sie wurden mit einem Wert von 20 J/cm^2 abgeschätzt und sind zusammen mit allen anderen Faserparametern in Tab. 3.3 in Kapitel 3.8 aufgelistet.

3.5 Stimulierte Brillouin-Streuung

Die hohen Intensitäten, die auf langen Strecken in der Faser eingeschlossen sind, begünstigen das Auftreten von nichtlinearen Effekten. Aufgrund der Pulslänge von 10 ns und der nahezu Fourierlimitierten Bandbreite tritt zuerst stimulierte Brillouin-Streuung (SBS) auf. Im Verlauf dieser Arbeit stellte sich heraus, dass hauptsächlich SBS die erreichbare Energie aus dem Faserverstärker limitiert. Dies entbehrt nicht einer gewissen Ironie, da spontane Brillouin-Streuung im Wasser der genutzte Effekt zur Messung der Temperatur ist.

Die Diskussion der SBS baut auf den Grundlagen zur spontanen Brillouin-Streuung aus Kapitel 2.3.3 auf. Im Folgenden wird der Mechanismus, der sich hinter der stimulierten Brillouin-Streuung verbirgt, erläutert und Abschätzungen für die SBS-Schwelle angegeben. Danach wird dargestellt, wie sich das Auftreten von SBS in den dotierten Fasern im Experiment äußert. Ein Verfahren zur Detektion der SBS-Schwelle wird präsentiert, mit dem alle, in dieser Arbeit angegebenen, SBS-Schwellen bestimmt worden sind. Abschließend erfolgt eine Diskussion über mögliche Maßnahmen um das Auftreten von SBS zu unterdrücken bzw. die SBS-Schwelle zu erhöhen.

Von spontaner Brillouin-Streuung wird gesprochen, wenn die Streuung, wie in Kapitel 2.3.3 bereits erläutert, durch thermisch induzierte Dichtefluktuationen verursacht wird. Bei der stimulierten Brillouin-Streuung dagegen, werden die Fluktuationen durch die Gegenwart eines Lichtfeldes selbst erzeugt [70, 126]. Die Brillouin-Streuung findet, in alle Raumrichtungen, außer der Vorwärtsrichtung statt und wird durch Gleichung (2.7) beschrieben.

Für die SBS in der Faser ist allerdings nur die Streuung in die rückwärtige Richtung aufgrund der Führungseigenschaft der Faser relevant. Die Frequenzverschiebung für Quarzglas beträgt etwa 16 GHz, wenn typische Werte für $v_s = 5,96$ km/s, $n = 1,45$ und $\lambda = 1064$ nm angenommen werden.

Das eingestrahlte und das gestreute Licht erzeugen eine Schwebung, deren Frequenz genau der Frequenz der beteiligten Schallwelle entspricht. Über Elektrostriktion kann die Schwebungsfrequenz die Intensität der Schallwelle verstärken. Dadurch erhöht sich wiederum die Intensität des gestreuten Lichtes. Die positive Rückkopplung bewirkt einen exponentiellen Anstieg des zurückgestreuten Lichtes. In diesem Fall wird von stimulierter Brillouin-Streuung gesprochen. Ursächlich für die Rückkopplung ist spontane Brillouin-Streuung. Aber auch gezielt eingestrahktes Licht, das eine entsprechende Frequenzverschiebung aufweist, kann solch einen Prozess auslösen. Speziell in einem mehrstufigen Verstärkersystem kann es damit zu einer Kaskade kommen, wenn gestreutes Licht nachfolgender Verstärkerstufen stimulierte Brillouin-Streuung in den vorhergehenden Stufen auslöst.

Mit dem Einsetzen von SBS ist ein nahezu vollständiger Transfer des eingestrahkten Lichtes in den Stokes-Anteil verbunden. Dieser Sachverhalt ist schon seit Jahrzehnten bekannt und limitiert bei Telekommunikationsanwendungen über Glasfasernetze die Länge einzelner Übertragungssegmente [127]. Aufgrund der sehr langen Wechselwirkungslängen von mehreren Kilometern, beträgt die kritische Leistung für das Auftreten von SBS in der Regel nur wenige Milliwatt. Zur Abschätzung der Leistung für kontinuierliche Strahlung existiert folgende empirische Relation [70, 126, 127]:

$$P_{\text{th}} \approx C \frac{A_{\text{eff}}}{g_B L_{\text{eff}}} \quad (3.10)$$

Dabei bezeichnet P_{th} die Leistung an der SBS-Schwelle, A_{eff} die effektive Fläche, L_{eff} die effektive Länge und g_B den Verstärkungsfaktor für Brillouin-Streuung. Für eine Wellenlänge von 1550 nm beträgt der Verstärkungsfaktor in Quarzglas etwa $g_B \approx 5 \cdot 10^{-11}$ m/W. Er besitzt darüberhinaus eine Abhängigkeit von der Wellenlänge $g_B \sim \lambda^{-4}$. Der Vorfaktor C besitzt einen Wert von etwa 21 und kann je nach Form des Verstärkungsprofils und der Polarisation abweichen [126].

Die effektive Fläche berücksichtigt die radiale Intensitätsverteilung in der Faser. Sie ist definiert als die äquivalente Fläche, die bei einer als konstant angenommenen Intensität erhalten wird. Für eine *single-mode* Faser mit gaußförmiger Intensitätsverteilung beträgt sie $A_{\text{eff}} = \pi r_0^2/2$ mit dem Modenfeldradius r_0 (vgl. Kap. 3.3.1). Für eine *multi-mode* Faser entspricht die effektive Fläche gerade der Fläche des Faserkerns $A_{\text{eff}} = A$.

Bei der effektiven Länge müssen Absorption und Verstärkung in der Faser berücksichtigt werden [126, 128]. Sie ist definiert durch

$$L_{\text{eff}} = \frac{\int_0^L \exp\{\tilde{g}(z) z\} dz}{\exp\{\int_0^L \tilde{g}(z) dz\}}. \quad (3.11)$$

Der Verstärkungsfaktor $\tilde{g}(z)$ setzt sich dabei aus Verstärkung $g(z)$ und Absorption α in der Faser zusammen. Für eine rein passive Faser, wie sie für Telekommunikationsanwendungen genutzt wird, ist nur die Absorption α relevant. L_{eff} ist für diesen Fall gegeben durch

$$L_{\text{eff}} = \frac{1}{\alpha} [1 - \exp(-\alpha L)] \quad (3.12)$$

Für das Auftreten von SBS sind auch die spektralen Eigenschaften des Lichtes von Bedeutung. Die Verstärkungsbandbreite der Brillouin-Streuung $\Delta\nu_B$ ist mit der Phononenlebensdauer τ_B gemäß $\Delta\nu_B = (\pi\tau_B)^{-1}$ verknüpft. Typische Werte für Quarzglas sind $\tau_B = 16$ ns und $\Delta\nu_B = 20$ MHz [126]. Aus dem exponentiellen Abklingen der Schallwelle resultiert ein Lorentzprofil für die Verstärkungsbandbreite und ist gegeben durch

$$g_B(\nu) = \frac{(\Delta\nu_B/2)^2}{(\nu - \nu_B)^2 + (\Delta\nu_B/2)^2} g_B. \quad (3.13)$$

Die Amplitude g_B berechnet sich aus Materialeigenschaften des Mediums und wurde schon in Gleichung (3.10) verwendet [126]. Alle spektralen Anteile, die innerhalb der Verstärkungsbandbreite liegen, bewirken kollektiv das Auftreten von SBS. Spektrale Anteile, die weiter auseinanderliegen, können praktisch als unabhängig für das Auftreten von SBS betrachtet werden. Deswegen ist die SBS-Schwelle abhängig von der Bandbreite $\Delta\nu$ der Strahlung und lässt sich mit folgender Relation abschätzen

$$\tilde{g}_B = \frac{\Delta\nu_B}{\Delta\nu_B + \Delta\nu} g_B. \quad (3.14)$$

Zusammenfassend müssen für die Abschätzung der SBS-Schwelle drei Fälle unterschieden werden. (1) Für kontinuierliche Strahlung und gepulste Strahlung mit einer Pulslänge $\tau \gg \tau_B$ lässt sich, wie eingangs bereits erwähnt, Gleichung (3.10) heranziehen. (2) Für extrem kurze Pulse $\tau \ll \tau_B$ oder sehr breitbandige Pulse steigt die SBS-Schwelle gemäß Gleichung (3.14) im Verhältnis Puls- zu Brillouin-Bandbreite an. Dies kann im Falle von ps-Pulsen eine derart hohe SBS-Schwelle zur Folge haben, dass ein anderer nichtlinearer Effekt wie stimulierte Raman-Streuung zuerst auftritt, obwohl deren Verstärkungsfaktor zwei Größenordnungen kleiner ist. (3) Im Übergangsbereich,

in dem die Pulslänge oder die Bandbreite der Strahlung vergleichbar ist mit den Parametern der Brillouin-Streuung, muss eine individuelle Abschätzung über die Lösung der Differenzialgleichungen erfolgen [70, 126, 127, 128]. Im Rahmen dieser Arbeit wurde auf eine solche theoretische Abschätzung verzichtet und die SBS-Schwelle wurde experimentell bestimmt. An dieser Stelle wird bereits deutlich, dass die Kontrolle der stimulierten Brillouin-Streuung eine der Herausforderungen dieser Arbeit darstellt. Sowohl die Pulslänge von 10 ns, als auch die Bandbreite im Bereich von 50 MHz begünstigen das Auftreten von SBS.

Um die SBS-Schwelle zu erhöhen gibt es mehrere Ansätze, die im Folgenden diskutiert werden. Die Schwelle für das Auftreten von SBS wird wie bereits erläutert durch die spektralen Eigenschaften der Strahlung bestimmt. Eine Möglichkeit ist die Länge der verwendeten Pulse stark zu verkürzen um gemäß dem Fourier-Theorem die Bandbreite der Pulse zu erhöhen. Eine andere Möglichkeit besteht bei konstanter Pulslänge von 10 ns die Bandbreite der Pulse künstlich zu erhöhen. Beide Maßnahmen bewirken eine Erhöhung der SBS-Schwelle, sind allerdings keine Optionen, da die spektralen und temporalen Eigenschaften essentiell für die LIDAR-Anwendung sind. Weiterhin kann durch eine Vergrößerung des Faserkerndurchmessers die Intensität und durch eine Verkürzung der Faserlänge die Wechselwirkungslänge reduziert werden. Beide Maßnahmen wirken sich, wie sich Gleichung (3.10) entnehmen lässt, positiv auf die SBS-Schwelle aus.

Von welcher Seite eine Verstärkerstufe gepumpt wird, beeinflusst ebenfalls die SBS-Schwelle. Der Verstärkungsfaktor $g(z)$ ist für beide Anordnungen unterschiedlich und damit auch die durch Gleichung (3.11) berechnete effektive Länge. Rückwärtiges Pumpen ist vorzuziehen, da die lokale Verstärkung $g(z)$ dann erst am Ende der Faser große Werte annimmt und die effektive Länge daher geringer ist. Aus Gleichung (3.11) lässt sich die generelle Empfehlung ableiten, die örtlich gemittelte Energie in Bezug auf die Ausgangsenergie gering zu halten.

Mit der gleichen Argumentation ist auch eine Doppelpass-Konfiguration nicht sinnvoll. Obwohl sich die beiden Durchläufe gegenseitig nicht beeinflussen, erhöht sich die mittlere Energie in der Faser und führt zu einer niedrigeren SBS-Schwelle. Die Pumpleistung zum Erreichen der SBS-Schwelle ist dabei geringer aufgrund der höheren Verstärkung in der Doppelpass-Konfiguration.

Weitere Maßnahmen betreffen die Materialeigenschaften der Quarzglasfaser. Durch Anlegen von Temperaturgradienten oder lokal induzierter mechanischer Spannung lässt sich die Ausbildung einer kohärenten Schallwelle stören [129].

Die SBS-Schwelle jeder Verstärkerstufe des in dieser Arbeit präsentierten Faserverstärkers wurde durch Veränderung des Kerndurchmessers und der

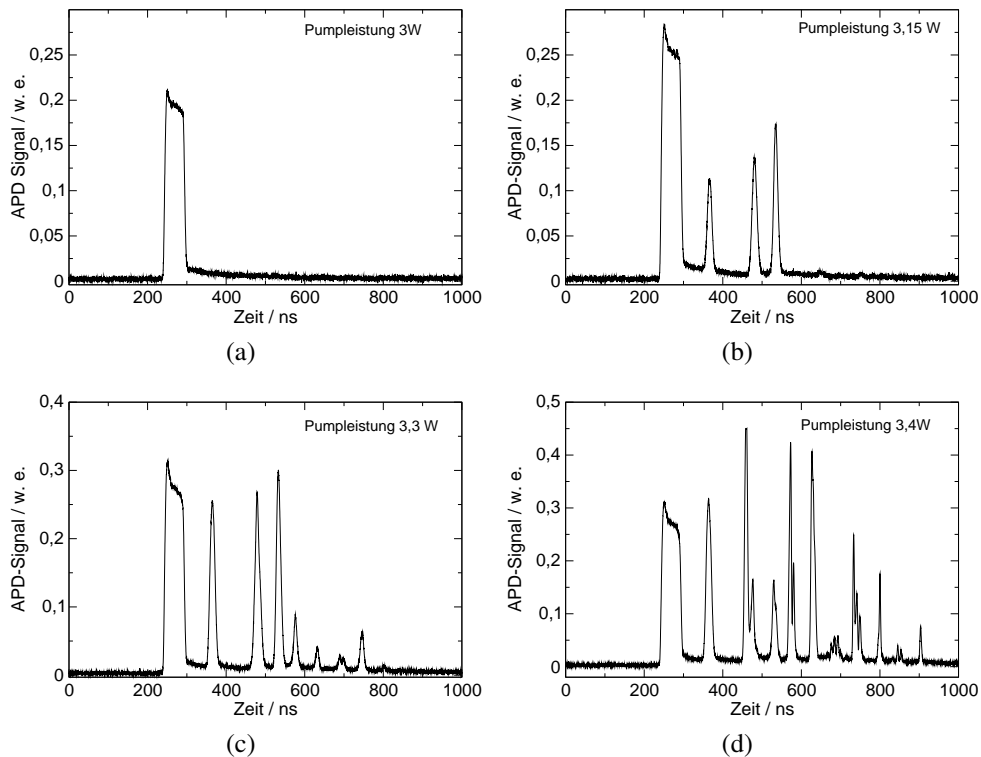


Abbildung 3.5: Pulsformen am Ausgang der zweiten Verstärkerstufe während des Überschreitens der SBS-Schwelle. (a) 50 ns Puls unterhalb der SBS-Schwelle bei einer Pumpleistung von 3 W. (b) Wird die Pumpleistung nur um 150 mW erhöht, treten Mehrfachpulse auf. (c) Wird die Pumpleistung nochmals um 150 mW erhöht, vermehren sich die zusätzlichen Pulse. (d) Bei einer Pumpleistung von 3,4 W sind die Spitzenleistungen bereits größer als die des ursprünglichen Pulses. Bei einer weiteren Erhöhung der Pumpleistung tritt beim Überschreiten der Zerstörschwelle ein Defekt an der Faserfrontfläche auf.

Länge optimiert. Die Fasern werden gegenläufig gepumpt und die zweite und dritte Stufe wird in Einfachpass-Anordnung betrieben. Die getroffene Wahl stellt einen Kompromiss bezüglich hoher SBS-Schwelle, hoher Energie, stabiler Polarisation, gutem Strahlprofil und hoher Konversionseffizienz dar.

Experimentell beobachten lässt sich das Auftreten von SBS in den einzelnen Verstärkerstufen, indem der Pulsverlauf mit einer *avalanche* Photodiode (APD) betrachtet wird. Dazu lässt sich die Pulsform am Ausgang einer Verstärkerstufe betrachten oder das zurückgestreute Licht am Eingang der Verstärkerstufe. Bei der Beschreibung des Aufbaus in Kapitel 3.8 lässt sich in

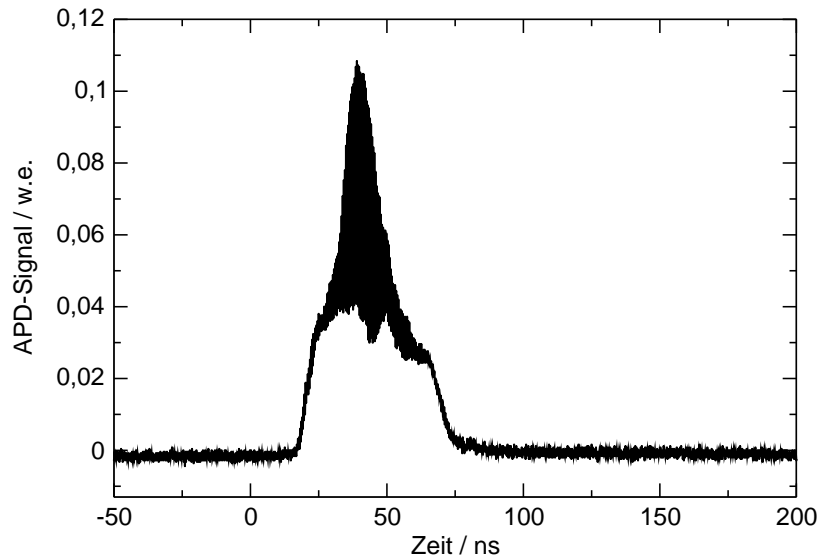


Abbildung 3.6: Hüllkurve des zurückgestreuten Lichtes an der SBS-Schwelle, bestehend aus 500 Pulsen. Zu erkennen ist der 50 ns Sockel und die als schwarze Fläche dargestellten Pulsspitzen aufgrund der stimulierten Brillouin-Streuung. Der Sockel und die SBS-Pulse sind etwa gleich hoch und markieren damit die SBS-Schwelle. Alle SBS-Schwellen in dieser Arbeit wurden mit diesem Kriterium bestimmt.

Abb. 3.12 die Position der APD, zur Beobachtung des in der zweiten Stufe zurückgestreuten Lichtes, betrachten.

Unterhalb der SBS-Schwelle wird am Ausgang der Verstärkerstufe die unveränderte Pulsform beobachtet. Eine leichte Deformation aufgrund der Verstärkung in der Faser lässt sich für den 50 ns langen Puls in Abb. 3.5(a) beobachten. Wird nun die Pumpleistung erhöht um die Energie zu steigern, lässt sich zuerst in Rückstreurichtung das Auftreten von Pulsspitzen beobachten, die aus dem 50 ns Sockel herauszuwachsen scheinen. Der Sockel resultiert durch elastisch zurückgestreutes Licht aus der Faser. Hierzu ist in Abb. 3.6 die Hüllkurve für 500 Pulse dargestellt. Dieser Punkt, an dem die kurzen SBS-Pulse genauso groß sind wie der 50 ns Sockel, markiert die SBS-Schwelle. Alle in dieser Arbeit angegebenen SBS-Schwellen wurden mit diesem Kriterium bestimmt. Es ist ein brauchbares Kriterium, da es zum frühestmöglichen Zeitpunkt das Auftreten von SBS detektiert. Aufgrund der exponentiellen Zunahme des Streulichtes ist eine empfindliche und reproduzierbare Detektion der SBS-Schwelle zwingend notwendig.

Beim weiteren Erhöhen der Pumpleistung über die SBS-Schwelle hinaus, nehmen die Pulsspitzen in Abb. 3.6 sehr schnell an Amplitude zu. Auf der Ausgangsseite lässt sich dies an der Pulsform in Abb. 3.5(a) zunächst noch

nicht erkennen. Wird die Pumpleistung nur um 150 mW erhöht, so kann es aufgrund der exponentiellen Zunahme des gestreuten Lichtes auch zu Mehrfachstreuungen kommen (vgl. Abb. 3.5(b)). Unterstützt wird dies durch die vorhandene Verstärkung im Medium. Bei einer weiteren Erhöhung der Pumpleistung nehmen Intensität und Anzahl der Streuungen zu (vgl. Abb. 3.5(c) und Abb. 3.5(d)). Die Spitzenleistung kann sogar größer sein als die des verstärkten Pulses. Die Mehrfachstreuungen enden im Allgemeinen erst, wenn die Inversion des Mediums erschöpft ist. Verbunden mit übermäßiger SBS ist eine Beeinträchtigung der Energiestabilität der erzeugten Pulse, sowie die Möglichkeit der Beschädigung einer der Faserendflächen. Nutzbar sind diese Mehrfachpulse nicht, da bei jedem Streuprozess die Frequenz um etwa 16 GHz reduziert wird.

Die Reproduzierbarkeit, mit der die SBS-Schwelle bestimmt werden kann, beträgt etwa 10 %. Sie wird beeinflusst durch die genaue Positionierung der APD und durch thermische Effekte in der Faser. Außerdem ist der Strom der Pumpdioden nicht beliebig fein einstellbar.

3.6 Konzeption der Strahlquelle

Die Strahlquelle ist als optischer Verstärker konzipiert. Eine Seedquelle stellt dabei die Strahlung mit einer Pulslänge von 10 ns und einer Fourier-limitierten Bandbreite bei einer Wiederholrate von bis zu 5 kHz bereit. Die geringe Energie der Pulse wird dann in einem dreistufigen Faserverstärker unter Beibehaltung der spektralen und temporalen Eigenschaften erhöht.

Das Verstärkerkonzept ist unempfindlich gegenüber Vibrationen, da selbst bei einer geringfügigen Dejustage, die spektralen und temporalen Eigenschaften erhalten bleiben. Das LIDAR-System bleibt prinzipiell einsetzbar jedoch mit verminderter Energie. Es werden keine resonanten Techniken auf der Verstärkerseite eingesetzt. Die robuste und kompakte Bauform von Faserverstärker ist seit Jahren aus der Telekommunikationsbranche bekannt.

Die in den vorhergehenden Kapiteln diskutierten Teilaspekte, die bei dem Entwurf des Faserverstärkers eine Rolle spielen, wurden bis jetzt nur isoliert betrachtet und besprochen. Bei der Konzeption des Faserstärkers müssen aber alle diese Vorüberlegungen und deren wechselseitige Abhängigkeiten berücksichtigt werden, um ein optimales Design zu erhalten. Diese wechselseitigen Abhängigkeiten sind in Abb. 3.7 dargestellt. Das Diagramm ist wie folgt zu lesen: In den Kreisen sind die Parameter dargestellt und die Abhängigkeiten sind durch Pfeile dargestellt. Möchte man, aufgrund der externen Anforderungen oder, um bestimmte Eigenschaften des Verstärkers zu erhalten, einen Parameter ändern, so muss die Auswirkung auf die benachbarten Parameter berücksichtigt werden. Diese wiederum tragen weitere Abhängigkeiten, so

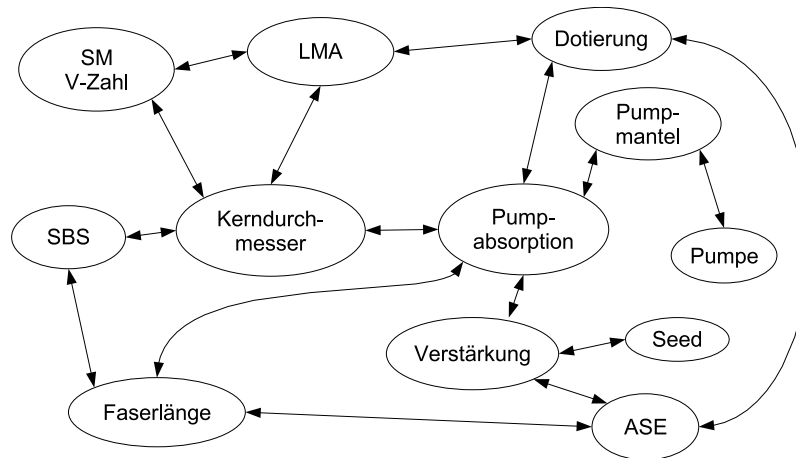


Abbildung 3.7: Die Abbildung zeigt einige der bestehenden Abhängigkeiten zwischen den einzelnen Faserparametern. Für die Optimierung eines Parameters ist zu prüfen, ob die gewünschte Parameteränderung mit den Randbedingungen der benachbarten Parameter vereinbar ist. Dabei wird stimulierte Brillouin-Streuung mit SBS, die *amplified spontaneous emission* mit ASE, die *large-mode-area* Eigenschaft der Fasern mit LMA und der *single-mode* Betrieb mit SM bezeichnet.

dass im Allgemeinen eine ganze Kaskade von Abhängigkeiten existiert. Diese sind insbesondere dann relevant, wenn der Verstärker in einem Grenzbereich betrieben werden soll.

Die *single-mode* Charakteristik hängt vom Kerndurchmesser, der numerischen Apertur und der Wellenlänge ab (vgl. Kap. 3.3). Große Kerndurchmesser sind für eine hohe SBS-Schwelle wünschenswert (vgl. Kap. 3.5) und lassen sich mit LMA-Fasern⁹ erreichen (vgl. 3.3.3). Diese besitzen eine reduzierte numerische Apertur von bis zu 0,06 und ermöglichen daher ein gutes Strahlprofil. Allerdings ist bei LMA-Fasern die mögliche Yb-Dotierung auf etwa 1000 ppm limitiert [130]. Für eine hohe SBS-Schwelle wird eine kurze Faserlänge benötigt. Die Pumpabsorption muss dabei ausreichend groß sein, um hohe Energie bzw. Verstärkung zu erhalten. Die Pumpabsorption hängt von der Dotierung, dem Verhältnis von Laserkern- zu Pumpmanteldurchmesser und der Pumpwellenlänge ab (vgl. 3.3.3). Die am Markt verfügbaren Fasergeometrien richten sich im Allgemeinen nach der, je nach Pumpfaserdurchmesser, technologisch verfügbaren Pumplaserleistung. Zu Beginn dieser Arbeit boten fasergekoppelte Pumplaserdioden mit 400 µm Faserdurchmesser ein gutes Verhältnis zwischen Preis und optischer Leistung. Die im Rahmen

⁹ LMA - *large-mode-area*

dieser Arbeit zur Verfügung stehenden Doppelmantelfasern besitzen deswegen einen darauf abgestimmten Pumpmanteldurchmesser von 400 μm .

Allgemeine Randbedingungen wie Betriebswellenlänge, Pulslänge und spektrale Bandbreite sind in Abb. 3.7 nicht dargestellt, da sie von der LIDAR-Anwendung vorgegeben werden und daher nicht optimierbar sind. Dennoch beeinflussen sie die SBS-Schwelle (vgl. 3.5) und die Verstärkung in den Fasern (vgl. 3.2). Generell ist ein gutes Strahlprofil und eine definierte Polarisierung am Ausgang des Faserverstärkers für eine effiziente Frequenzverdopplung nötig. Beide Eigenschaften sind mit einer Faser verbunden, die eine geringe Anzahl Moden führen kann.

Die Herausforderung beim Design des Faserverstärkers ist die gleichzeitige Optimierung der erreichbaren Verstärkung bzw. der Energie, des Strahlprofils, der Polarisierung und der Konversionseffizienz der Frequenzverdopplung unter Berücksichtigung der zur Verfügung stehenden Fasern. Es kommen nur Fasern mit einem zum Pumplaser kompatiblen Pumpmanteldurchmesser von 400 μm in Frage. Bei der Faserwahl wurde sich darüberhinaus an bereits existierenden Systemen orientiert [88, 98]. Eine Abschätzung der SBS-Schwelle ist aufgrund der spektralen und temporalen Eigenschaften des Lichtes nur durch detaillierte Simulationen möglich 3.5. Deswegen wurde die optimale Faserkonfiguration dieser Arbeit experimentell bestimmt und ist in Tab. 3.3 aufgeführt. Für einen mechanisch stabilen und kompakten Aufbau wird das FiberBench-System von OFR¹⁰ verwendet. Als Laborsystem benötigt die Strahlquelle eine Grundfläche von $1,2 \times 1,0 \text{ m}$, die sich durch eine platzsparende Anordnung der Komponenten deutlich verkleinern lässt. Die Anforderungen an die Leistungsaufnahme der Strahlquelle lassen sich prinzipiell mit den eingesetzten Halbleiter-Pumplaserdioden erfüllen, da sie eine sehr hohe elektro-optische Effizienz besitzen.

3.7 Seedquelle

Die Seedquelle ist ein zentraler Bestandteil des Lasersystems. Sie stellt die Strahlung bereit, die vom Faserverstärker unter Beibehaltung der spektralen Eigenschaften verstärkt wird und legt somit Operationswellenlänge, Bandbreite und Frequenzstabilität fest [98, 131]. Weiterhin werden auch die temporalen Eigenschaften wie kontinuierlicher oder gepulster Betrieb von der Seedquelle aufgeprägt. Im gepulsten Betrieb bestimmt sie Pulslänge und Wiederholrate. Für die Betriebswellenlänge und die spektrale Bandbreite muss die Bandbreite des verwendeten Lasermediums im Verstärker beachtet werden.

¹⁰ OFR - *Optics for research*

Die bereits in Kapitel 2.4 definierten spektralen Anforderungen an das Lasersystem betreffen in erster Linie die Seedquelle. Das im Folgenden vorgestellte Konzept der Seedquelle ist für die LIDAR-Anwendung optimal geeignet, darüberhinaus aber auch sehr flexibel und vielseitig verwendbar [98]. Es ermöglicht sowohl den gepulsten als auch den kontinuierlichen Betrieb der Strahlquelle. Im gepulsten Betrieb lassen sich Pulslängen von 10 ns bis 1 μ s und Wiederholraten von bis zu 5 kHz realisieren. Für ns-Pulslängen erreichen die erzeugten Pulse das Fourier-Limit [98]. Durch den Einsatz von Laserdioden als primärer Strahlquelle lässt sich die Betriebswellenlänge in einem relativ großen Bereich einstellen. Die verwendete Gitterstabilisierung mit einem externen Resonator, im folgenden als ECDL¹¹ abgekürzt, erhöht die Frequenzstabilität und stellt schmalbandigen Betrieb sicher [132, 133]. Die externe Gitterstabilisierung erfüllt sicherlich nicht die Anforderungen an ein flugtaugliches System bezüglich der Vibrationsunempfindlichkeit. Ersatz steht aber in Form von DFB-Laserdioden bereit, bei denen die Gitterstabilisierung in den Halbleiter selbst integriert worden ist. Da diese Laserdioden einen sehr eingeschränkten Wellenlängenbereich abdecken, wird bis zur endgültigen Festlegung der Betriebswellenlänge des Gesamtsystems auf einen ECDL als primäre Strahlquelle zurückgegriffen. Weiterhin ist ein periodisches Durchstimmen der Wellenlänge mit dem ECDL möglich, um beispielsweise den ESFADOF-Detektor zu charakterisieren oder wie in Kapitel 4.3.3 vorgestellt, das Fabry-Perot-Interferometer zu kalibrieren. Für die Justage und Optimierung des Verstärkersystems ist der kontinuierliche Betriebsmodus außerdem vorzuziehen, da die gesamte Diagnostik einfacher ist.

Im Folgenden wird zunächst der Aufbau beschrieben. Danach erfolgt eine ausführliche Charakterisierung der Leistungs- und Energiewerte, der spektralen Eigenschaften, sowie der Frequenzstabilität der Seedquelle, um die Eignung der Seedquelle zu belegen.

3.7.1 Aufbau

Der Aufbau der Seedquelle orientiert sich an dem in der Referenz [98] vorgestellten Faserverstärker. Die Methode zum Erzeugen von ns-Pulsen mit schmaler Bandbreite basiert auf dem Ausschneiden von optischen Pulsen aus einem kontinuierlichen Laserstrahl. Das Ausschneiden bewirkt eine Modulation der Intensität und ist über das Fourier-Theorem mit einem Frequenzspektrum verknüpft. Die resultierende Bandbreite ist die Faltung aus der Bandbreite des kontinuierlichen Laserstrahls mit der Bandbreite, die durch die Pulsform vorgegeben wird. Mit dieser Methode wurden für 10 ns Pulse Bandbreiten bis

¹¹ ECDL - External cavity diode laser

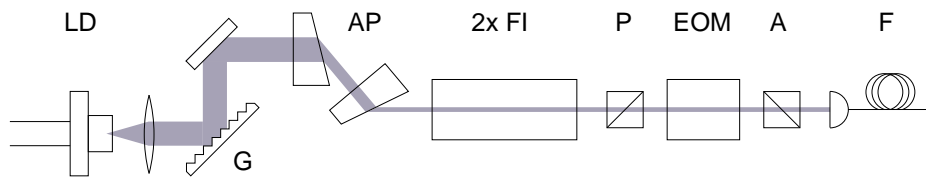


Abbildung 3.8: Schematischer Aufbau der Seedquelle. Zu sehen ist die Laserdiode (LD) mit der Gitterstabilisierung (G), die den ECDL bilden. Das anamorphe Prismenpaar (AP) dient zur Formung des stark elliptischen Strahls. Zwei Faraday-Isolatoren (FI) schützen die Laserdiode vor Rückreflexen aus dem Verstärker. Dahinter befindet sich ein elektro-optischer Modulator (EOM) zwischen zwei gekreuzten Polarisatoren (P,A) im Strahlengang. Durch Rotation des Analysators (A) lässt sich zwischen gepulstem und kontinuierlichem Betrieb umschalten. Die erzeugte Strahlung wird mit der Faser (F) dem Verstärker zur anschließenden Verstärkung zugeführt.

auf einen Faktor zwei an das Fourier-Limit (vgl. Gleichung (3.20)) heran erzeugt [98].

Der Aufbau der Seedquelle ist in Abbildung 3.8 zu sehen. Als Strahlquelle wird eine Laserdiode (LD) mit einem externen Resonator verwendet¹². Durch die Gitterstabilisierung in Littrow-Anordnung (G) wird eine ausreichende Frequenzstabilität und eine schmale Bandbreite von wenigen MHz erreicht. Ein anamorphes Prismenpaar (AP) wird zum Korrigieren des stark elliptischen Laserstrahls verwendet. Danach passiert das Licht zwei Faraday-Isolatoren (FI), um die Laserdiode vor Rückreflexen zu schützen, die die Emissionswellenlänge und Stabilität beeinträchtigen. Die Gesamtdämpfung von min. 60 dB schützt außerdem effektiv vor zurücklaufenden Pulsen aus dem Faserverstärker, die zu einer Zerstörung der Laserdiode führen können. Anschließend folgt der elektro-optische Modulator (EOM)¹³ zwischen zwei gekreuzten Polarisatoren (P, A). Wird eine Hochspannung an die Pockels-Zelle des EOM angelegt, wird die Polarisation gedreht und die Laserstrahlung kann den Analysator (A) passieren. Auf diese Weise lassen sich Pulslängen von 10 ns bis einigen 100 ns erzeugen. Die Schaltfrequenz definiert die Puls-wiederholrate. Wird der Analysator um 90° gedreht, so arbeitet die Seedquelle im kontinuierlichen Betrieb. Diese Betriebsart ist vorteilhaft für Justage- und Optimierungsarbeiten an den Verstärkerstufen, wird aber auch zur Kalibrierung des Fabry-Perot-Interferometers benötigt (siehe Kap. 4.3.3).

Zur Pulserzeugung wäre auch eine direkte Modulation des Diodenstroms denkbar. Damit ließen sich auch wesentlich höhere Spitzenströme und da-

¹² Toptica, DL100 mit Laserdiode Sacher STD-1060-80

¹³ Lasermetrics 5046ER

mit höhere Spitzenleistungen realisieren. Allerdings wird dabei die instantan emittierte Wellenlänge auch beeinflusst. Ein bandbreitenlimitierter und frequenzstabiler Betrieb ist damit nicht realisierbar.

Nachteilig sind die sehr niedrigen Pulsenergien und das Lecklicht, welches durch das endliche Kontrastverhältnis von 3000:1 des EOMs hervorgerufen wird. Die niedrigen Pulsenergien können durch die hohe Verstärkung des Faserverstärkers kompensiert werden. Beim Lecklicht ist darauf zu achten, dass dieses keine substantielle Verstärkung erfährt und damit die Energiespeicherefähigkeit der drei Verstärkerstufen mindert. Für die LIDAR-Anwendung sind diese spektralen Anteile, die sich nicht herausfiltern lassen, da sie exakt der Nutzwellenlänge entsprechen, zu vernachlässigen. Durch die abschließende Frequenzverdopplung konvertieren diese Anteile aufgrund der deutlich geringeren Spitzenleistung viel schlechter und fallen anschließend nicht mehr ins Gewicht.

Der Zusammenhang zwischen dem zeitlichen Intensitätsverlauf eines gaußförmigen Laserpulses und seines gemäß dem Fourier-Theorem verbundenen Spektrums, lässt sich in wenigen Zeilen herleiten [134]. Die Einhüllende des elektrischen Feldes besitzt folgende Form

$$E(t) = E_0 \exp\{-at^2\}. \quad (3.15)$$

Der oszillatorische Teil wird nicht betrachtet, da er nur für die Zentrierung des Spektrums um die Frequenz ω_0 verantwortlich ist. Die Intensität des Laserpulses wird durch Quadrieren des elektrischen Feldes erhalten

$$I(t) = |E(t)|^2 = I_0 \exp\{-2at^2\}. \quad (3.16)$$

Die Halbwertsbreite wird zu

$$\Delta t = \sqrt{\frac{2 \ln 2}{a}} \quad (3.17)$$

bestimmt. Für die Fouriertransformation gilt

$$|\mathcal{F}\{E(t)\}|^2 = I_0 \frac{1}{2a} \exp\left\{-\frac{\omega^2}{2a}\right\}. \quad (3.18)$$

Die Halbwertsbreite beträgt dann

$$\Delta \omega = \sqrt{8 \ln 2 a}. \quad (3.19)$$

Das Pulslängen-Bandbreiten Produkt ist somit

$$\Delta t \Delta \nu = \frac{2 \ln 2}{\pi} = 0,441 \quad (3.20)$$

und stellt die minimale Bandbreite dar, die für Pulslängen mit der Halbwertsbreite Δt erreicht werden kann. Sie wird auch als Fourier-Limit bezeichnet.

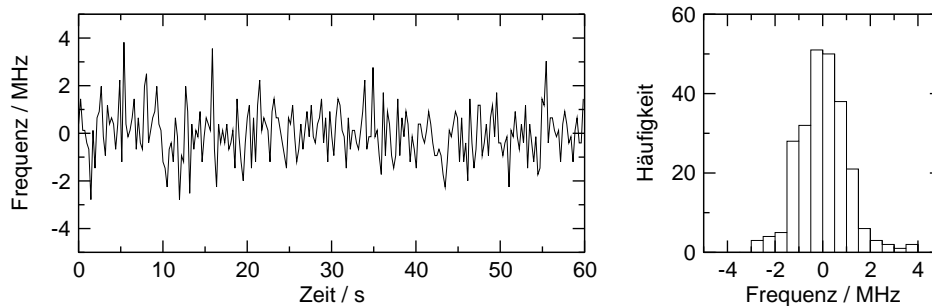


Abbildung 3.9: Messung der relativen Frequenzstabilität für eine Zeitspanne von 60 s. Das Histogramm zeigt die statistische symmetrische Verteilung der Werte um die Zentralfrequenz. Die Standardabweichung beträgt 1,1 MHz.

3.7.2 Charakterisierung

Die Charakterisierung unterteilt sich in zwei Abschnitte für den kontinuierlichen und den gepulsten Betrieb. Für den kontinuierlichen Betrieb werden die Frequenzstabilität, die Linienbreite, sowie der maximale Durchstimmbereich untersucht. Danach folgt eine Analyse der erzeugten Pulse bezüglich der Energie, der Pulslänge und der Bandbreite.

Die verwendete Laserdiode¹⁴ lässt sich in einem Wellenlängenbereich von 1063 - 1073 nm betreiben. Der maximal erreichbare modensprungfreie Abstimmbereich betrug 29 GHz. Die Operationswellenlänge wurde auf keinen speziellen Wert fixiert und lag bei etwa 1064 nm für alle in dieser Arbeit präsentierten Ergebnisse. Die nominelle Laserleistung mit *feedback* beträgt 80 mW. Beim Design der Seedquelle wurde auf eine hohe Transmission durch die optischen Komponenten und eine hohe Einkopplungseffizienz in die Patchfaser geachtet. Hier hat sich der Einsatz des anamorphen Prismenpaars und eine angepasste Brennweite des Faserkopplers als vorteilhaft erwiesen. Die Einkopplungseffizienz in die Patchfaser beträgt typischerweise 62 %. Damit steht nach der Patchfaser und vor der ersten Stufe 37,1 mW an Laserstrahlung zur Verfügung. Die Linienbreite des Lasers wurde mit einem konfokalen Fabry-Perot-Interferometer¹⁵ mit einem freien Spektralbereich von 1 GHz untersucht. Bei einer Scanfrequenz von 10 Hz beträgt die gemittelte Linienbreite 2 MHz und ist instrumentenlimitiert. Die instantane Linienbreite auf ns-Zeitskala liegt deutlich niedriger. Damit ist die Linienbreite vernachlässigbar gegenüber der durch die Pulsformung im ns-Bereich aufgeprägten Bandbreite.

¹⁴ Sacher STD-1060-80

¹⁵ Toptica, FPI100

Die Unterdrückung der benachbarten Seitenmoden und der verstärkten spontanen Emission (ASE)¹⁶ durch die Gitterstabilisierung ist besser als 40 dB. Für den LIDAR-Betrieb ist auch die absolute Frequenzstabilität relevant, die mit einem *Wavelengthmeter*¹⁷ überprüft wurde. Die Frequenzstabilität wurde für eine Zeitskala von 60 s ermittelt, da ein spektraler Scan zur Aufnahme der Brillouin-Linien etwa diese Zeit benötigt. Ein typischer Kurvenverlauf mit einem Histogramm ist in Abb. 3.9 zu sehen. Die Frequenzwerte sind statistisch und symmetrisch um die Zentralfrequenz verteilt. Die Standardabweichung beträgt 1,1 MHz, bei Minimal- bzw. Maximalwerten von –2,8 MHz und 3,8 MHz. Auf einer Zeitskala von einer Stunde vergrößern sich die Werte geringfügig. Die Standardabweichung beträgt dann 3,1 MHz mit dem Minimalwert von –8,4 MHz und dem Maximalwert von 8,3 MHz. Beide Messungen liegen in der Nähe der Auflösungsgrenze des *Wavelengthmeters*. Deswegen wurde die Stabilitätsmessung auch bei einem stabilisierten Helium-Neon Laser durchgeführt. Der Vergleich deutet darauf hin, dass die beobachteten Schwankungen vom ECDL dominiert werden. Die Stabilität auf der Basis von 60 s ist ausreichend für die spektrale Aufnahme der Brillouin-Linien und lässt sich durch Mittelung prinzipiell verbessern, da die Streuung symmetrisch um die Zentralfrequenz erfolgt. Die gemessene Standardabweichung von 1,1 MHz bewirkt eine mittlere Temperaturunsicherheit von etwa 0,07°C (vgl. Kap. 2.3.3). Da die absolute Frequenz für die spektrale Aufnahme der Brillouin-Linien irrelevant ist, existiert keine Beeinflussung gegenüber Frequenzänderungen zwischen einzelnen Messungen.

Anders verhält es sich bei der Verwendung der in Kapitel 2.5.2 vorgestellten Kantenfiltertechnik. Hier ist eine absolute Frequenzstabilität essentiell und lässt sich auf Zeitskalen von einigen Stunden nur durch *Locking*-Techniken erreichen. Eine Ausnahme bilden hier symmetrische Kantenfilter, die in der Lage sind Frequenzschwankungen bis zu einem gewissen Grad zu kompensieren.

Der Pulsbetrieb wird durch Rotation des Analysators hinter dem EOM erreicht. Im Folgenden wird auf die damit möglichen Pulsformen, Seedenergien und Bandbreiten eingegangen. Ein wichtiger Parameter ist die von der Seedquelle bereitgestellte Energie. Sie lässt sich aufgrund der geringen Energie nicht direkt messen und wird daher über den zeitlichen Pulsverlauf, der mit einer *Avalanche* Photodiode (APD) aufgezeichnet wird, und der Spitzenleistung abgeschätzt. Da von einer hohen Transmission durch den EOM und der gleichen Kopplungseffizienz in die Patchfaser auszugehen ist, beträgt die Pulsspitzenleistung wie im kontinuierlichen Fall 37,1 mW direkt vor der ersten Verstärkerstufe. Abb. 3.10 zeigt die Pulsformen für unterschiedliche

¹⁶ *Amplified Spontaneous Emission* - ASE

¹⁷ HighFinesse, WS7

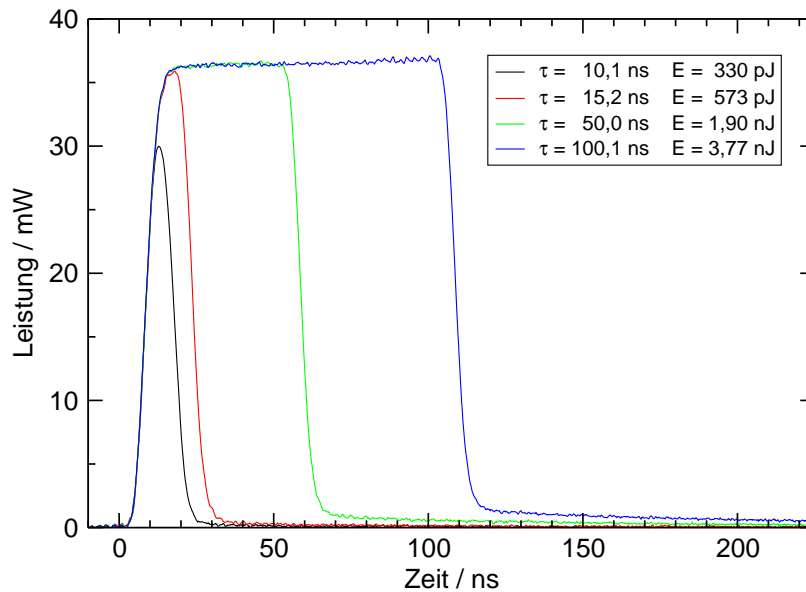


Abbildung 3.10: Vom EOM erzeugte Pulsformen für verschiedene über die Halbwertsbreite bestimmte Puls-längen. Die korrespondierende Energie wird über eine zeitliche Integration erhalten. Die Spitzenleistung wird aus dem kontinuierlichen Betrieb übernommen. Die gezeigten Pulsformen sind über 64 Messungen gemittelt.

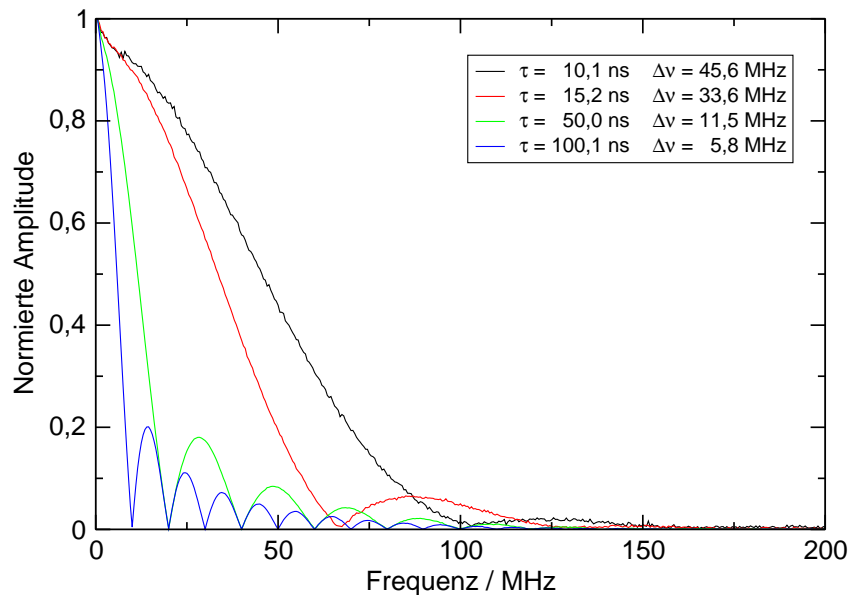


Abbildung 3.11: Ausgehend von dem zeitlichen Pulsverlauf aus Abb. 3.10 die gemäß der Fouriertransformation berechnete spektrale Verteilung. Für die langen Puls-längen lassen sich die höheren Harmonischen aufgrund der Rechteckform erkennen.

Tabelle 3.2: Eigenschaften der erzeugten Seedpulse für verschiedene Pulslängen. Die angegebenen Pulsenergien stehen direkt vor der ersten Stufe zur Verfügung und wurden mit der Pulsform und Spitzenleistung abgeschätzt. Die spektralen Eigenschaften wurden durch Fourier-Transformation des Zeitsignals berechnet und werden mit den theoretischen Werten für einen gaußförmigen Puls mit entsprechender Pulslänge verglichen.

Pulslänge	Energie	Bandbreite (Fourier)	Bandbreite (Gauss)
10,1 ns	330 pJ	45,6 MHz	43,6 MHz
15,2 ns	573 pJ	33,6 MHz	28,9 MHz
50,0 ns	1,90 nJ	11,5 MHz	8,8 MHz
100,1 ns	3,77 nJ	5,8 MHz	4,4 MHz

Pulslängen. Es ist zu erkennen, dass für Pulslängen ab 15 ns die volle Transmission des EOM erreicht wird. Die Energie der erzeugten Laserpulse lässt sich durch eine zeitliche Integration der Pulsform aus Abb. 3.10 gewinnen. Die Pulslängen werden über ein Potentiometer an der Hochspannungsquelle eingestellt und lassen sich bis auf ca. 1 ns reproduzieren. Die erhaltenen Pulsenergien sind in Tabelle 3.2 zusammengestellt.

Eine direkte Messung der Bandbreite ist bei niedrigen Pulsenergien nicht möglich, sondern nur nach erfolgter Verstärkung (vgl. Kapitel 3.9). Ausgehend von der Pulsform lässt sich aber das zu erwartende Spektrum gemäß der Fourier-Transformation errechnen. Hierfür wird zunächst die spektrale Bandbreite des kontinuierlichen Laserlichtes vernachlässigt. Die dadurch gewonnenen Spektren sind in Abb. 3.11 dargestellt. Aus der Halbwertsbreite wird die spektrale Bandbreite bestimmt, welche ebenfalls in Tabelle 3.2 enthalten ist. In der Abbildung lassen sich für lange Pulslängen auch die höheren harmonischen spektralen Komponenten erkennen, die aufgrund der rechteckigen Pulsform zu erwarten sind.

3.8 Optischer Verstärker

Der optische Verstärker besteht aus drei aufeinander folgenden Stufen. Konzeptionell sind alle drei ähnlich aufgebaut, besitzen aber jeweils unterschiedliche Fasern mit unterschiedlichen Pumpanforderungen. Die eingesetzten Fasern unterscheiden sich dabei in Kerndurchmesser, Länge und Dotierung. Eingesetzt wurden sowohl *single-mode* als auch *multi-mode* Fasern, in Einfachmantel- oder Doppelmantelgeometrie. Durch die unterschiedlichen Fasergeo-

Tabelle 3.3: Eigenschaften der in den drei Stufen verwendeten Fasern.

Stufe	1	2	3
Kerndurchmesser	4,4 μm	28 μm	55 μm
Pumpmanteldurchmesser	–	400 μm	400 μm
NA Kern	0,15	0,06	0,19
NA Pumpmantel	–	0,38	0,38
Länge	1,3 m	12,5 m	0,67 m
Yb Konzentration	6500 ppm	500 ppm	6500 ppm
V-Zahl	1,95	4,96	30,8
Anzahl geführter Moden	1	10	390
Zerstörschwelle für 10 ns	2,55 μJ	123 μJ	475 μJ

metrien wird die zunehmende Energie während der Verstärkung berücksichtigt. Die verwendeten Fasern mit ihren Eigenschaften sind in Tabelle 3.3 zusammengestellt. Die getroffene Wahl der Fasern stellt eine Optimierung für hohe Ausgangsenergien bei hoher SBS-Schwelle dar. Gleichzeitig wurde dabei auf Polarisationsstabilität und das Strahlprofil geachtet, da diese Parameter für die Frequenzverdopplung kritisch sind. Die Abhängigkeit der einzelnen Parameter bei der Optimierung wurde dabei, wie in Kapitel 3.6 ausführlich diskutiert, berücksichtigt.

Der schematische Aufbau des gesamten Faserverstärkers ist in Abb. 3.12 dargestellt und wurde mit dem FiberBench-System von OFR¹⁸ realisiert. Angedeutet ist dies durch die Gruppierung der optischen Komponenten. Die von der Seedquelle erzeugten Pulse gelangen über die Faser F zu der ersten Verstärkerstufe, die in einer Doppelpass-Konfiguration betrieben wird. Am polarisierenden Strahlteiler PBS werden die Pulse reflektiert und passieren die Yb-dotierte Faser. Nach der ersten Verstärkung werden die Pulse durch einen Faraday-Spiegel FR, M zurückreflektiert und ein zweites Mal beim passieren der aktiven Faser verstärkt. Die Verstärkerstufe wird über einen dichroitischen Spiegel DM gepumpt¹⁹. Danach besitzen die Pulse die orthogonale Polarisationsrichtung und können den polarisierenden Strahlteiler PBS passieren. Zwischen der ersten und zweiten Verstärkerstufe befindet sich ein Faraday-Isolator FI, um zurücklaufende Laserpulse zu blockieren. Der ASE-Filter ist ein Interferenz-Bandpassfilter mit einer Bandbreite von 20 nm und filtert die unerwünschten spektralen Anteile der verstärkten Spontanemission heraus. Die zweite Stufe wird in einer Einfachpass-Konfiguration betrieben. Zurückgestreutes Licht aus der aktiven Faser wird über einen Beamsampler BS mit einer Avalan-

¹⁸ OFR - optics for research

¹⁹ Lumics - LU975M300

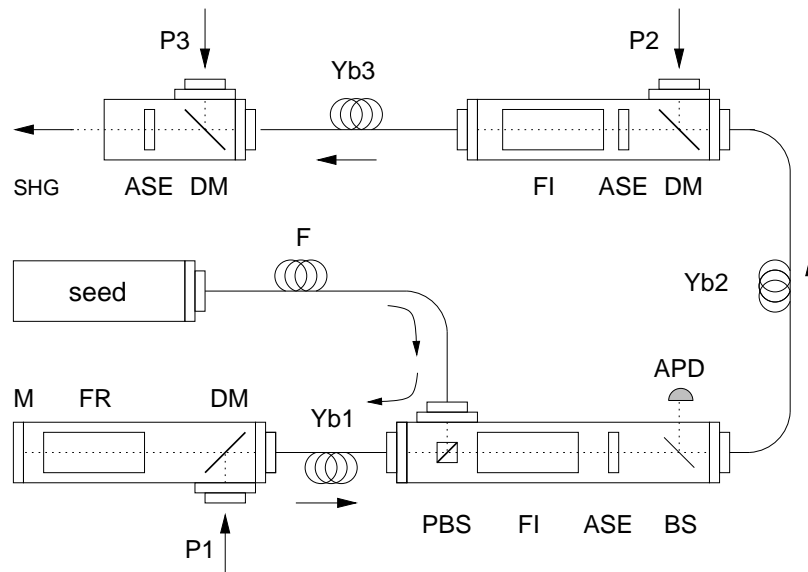


Abbildung 3.12: Schematischer Aufbau des dreistufigen Faserverstärkers bestehend aus: Yb-dotierten Fasern (Yb1-3), polarisierender Strahlteiler (PBS), dichroitischen Spiegel (DM), Faraday-Rotator (FR), Spiegel (M), Pumplaser (P), Faraday-Isolator (FI), Bandpassfilter (ASE), Beamsampler (BS) und Avalanche Photodiode (APD).

che Photodiode APD detektiert um das Auftreten von stimulierter Brillouin-Streuung zu detektieren (vgl Kap. 3.5). Die zweite Stufe wird gegenläufig über den dichroitischen Spiegel (DM) bei 976 nm gepumpt²⁰. Danach folgt wieder ein Faraday-Isolator FI und ein Bandpassfilter ASE. Die Aufbau der dritten Stufe ist identisch mit dem Aufbau der zweiten²¹. Danach werden die erzeugten Pulse der Frequenzverdopplungseinheit zugeführt.

Die Charakterisierung der drei Verstärkerstufen erfolgt sowohl im kontinuierlichen als auch im gepulsten Betrieb. Hierbei lässt sich eine Vielzahl an Parametern variieren und deren Abhängigkeit untersuchen. Prinzipiell sind dies Seedleistung bzw. Seedenergie, Pumpleistung, Pulslänge und Repetitionsrate. Für die erste Stufe lässt sich darüberhinaus die Auswirkung der Doppelpass-Konfiguration untersuchen. Im kontinuierlichen Betrieb lässt sich nicht nur die Justage einfacher durchführen, sondern auch einige Parameter wie Einkoppeleffizienz, Absorption in der Faser und Polarisationsstabilität bestimmen. Interessant ist auch ein Blick auf das Spektrum, das Aufschluss über ASE-Abstand und spektrale Position, sowie etwaige Lasertätigkeit gibt. Die Bestimmung von SBS-Schwelle, Polarisationsstabilität und Strahlprofil sind

²⁰ LIMO HLU32F400-976

²¹ LIMO HLU60F400-976

für die zweite und dritte Stufe wichtige Informationen. In den folgenden Kapiteln soll ein möglichst vollständiges Bild des dreistufigen Verstärkers gezeichnet werden. Aus der durchgeführten vollständigen Charakterisierung werden ausgewählte Daten in den folgenden Kapiteln präsentiert.

3.8.1 Charakterisierung der ersten Stufe

Gemäß Tabelle 3.3 wird in der ersten Stufe eine *single-mode single-clad* Faser verwendet und in einer Doppelpass-Konfiguration betrieben. Sie besitzt einen Kerndurchmesser von $4,4\text{ }\mu\text{m}$, eine Länge von $1,3\text{ m}$ und eine Yb Dotierung von 6500 ppm. Pumpkern und Laserkern sind für diese Faser identisch. Dies stellt hohe Anforderungen an das Strahlprofil der Pumpdiode um eine hohe Einkoppeleffizienz zu gewährleisten. Auf der anderen Seite wird in dieser Faser eine sehr hohe Absorption der Pumpstrahlung erreicht, was sich vorteilhaft auf die Effizienz der Verstärkerstufe auswirkt. Verwendung findet eine fasergekoppelte Pumpdiode, die aus der Faser eine optische Leistung von 374 mW bei 976 nm liefert. Der Pumplaser ist durch ein Bragg-Gitter in der Faser auf diese Wellenlänge stabilisiert. Die Doppelpass-Konfiguration für diese Stufe ist möglich, da es sich um eine *single-mode* Faser handelt.

Die Charakterisierung beginnt für den kontinuierlichen Betrieb mit der Abschätzung der Einkoppeleffizienz für Einfach- und Doppelpass.

Aus den gemessenen Leistungen vor und nach dem Durchqueren der Faser lässt sich die minimale Einkoppeleffizienz abschätzen. Die reale Einkoppeleffizienz dürfte aufgrund der unbekannten Absorption in der Faser etwas höher liegen. Sie beträgt für Einfach- und Doppelpass $70 - 74\%$. Der Transfer der Strahlung von der ersten zur zweiten Stufe durch den Faraday-Isolator und den ASE-Filter gelingt mit 85% .

Eine Leistungskennlinie in Abhängigkeit der Pumpleistung für eine maximale Seedleistung von $37,1\text{ mW}$ ist in Abb. 3.13 zu sehen. Es ist zu erkennen, dass für Einfachpass immer etwas mehr Ausgangsleistung erhalten wird als für Doppelpass. Für eine maximal zur Verfügung stehende Pumpleistung von $350,8\text{ mW}$ wird eine Ausgangsleistung von $172,5\text{ mW}$ für Einfachpass bzw. $163,6\text{ mW}$ für Doppelpass erhalten. In der Regel wird die etwas niedrigere Ausgangsleistung für Doppelpass gerne in Kauf genommen, da durch die Doppelpass-Konfiguration und den Faraday-Spiegel eine viel höhere Polarisationsstabilität unabhängig von der Doppelbrechung in der Faser erreicht werden kann. Damit verbunden ist auch eine höhere Transmission durch den Faraday-Isolator.

Die Frage, ob Einfach- oder Doppelpass mehr Ausgangsleistung liefert, hängt mit der Sättigung für Einfachpass und mit den Einkoppelverlusten beim Doppelpass zusammen. Können die Rückkopplungsverluste von der verfügbaren Restverstärkung für Doppelpass nicht kompensiert werden, so liefert

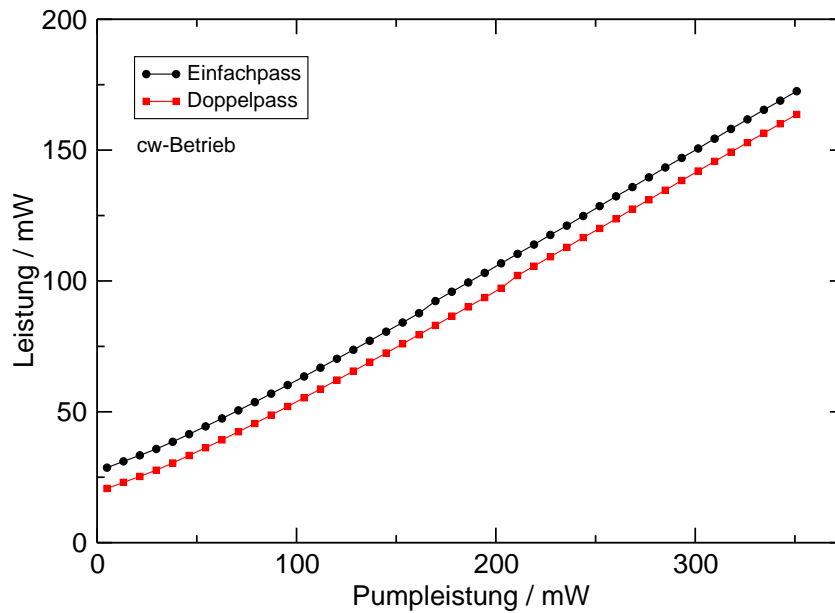


Abbildung 3.13: Leistungskennlinie der ersten Stufe für eine maximale Seedleistung von 37,1 mW. Einfachpass liefert in dieser Konfiguration unabhängig von der Pumpleistung immer etwas mehr Ausgangsleistung. Dies liegt daran, dass der Einfachpass bereits sehr viel Verstärkung erfährt und der Doppelpass unter den Einkoppelverlusten und der verminderten Restverstärkung in der Faser leidet.

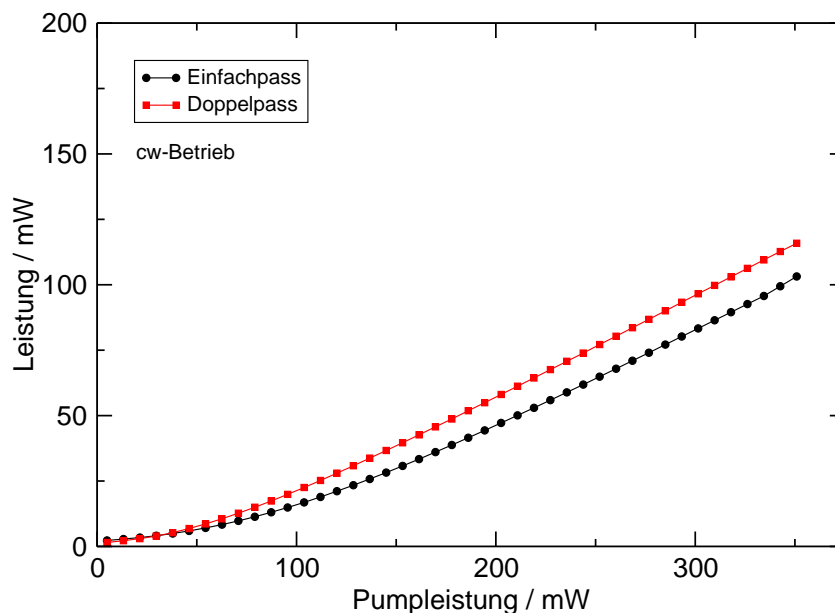


Abbildung 3.14: Leistungskennlinie der ersten Stufe für eine reduzierte Seedleistung von 3,0 mW. Hier lässt sich erkennen, dass für sehr geringe Pumpleistungen zuerst im Einfachpass und mit steigender Pumpleistung dann im Doppelpass mehr Leistung erhalten wird.

der Einfachpass mehr Leistung. Je stärker der Verstärker beim Einfachpass gesättigt ist, desto mehr wirken sich die Einkoppelverluste aus.

Verstärkte Spontanemission spielt für die beiden diskutierten Seedleistungen keine Rolle. Eine weitere Erniedrigung der Seedleistung auf 0,25 mW lässt die ASE-Anteile anwachsen. Dazu wurden Spektren für Einfach- und Doppelpass bei maximaler Pumpleistung für drei verschiedene Seedleistungen aufgenommen und sind in Abb. 3.15 und Abb. 3.16 dargestellt. Die Spektren sind auf die Spitzenleistung normiert, um den ASE-Abstand sofort ablesen zu können. Für die maximale Seedleistung beträgt der ASE-Abstand mehr als 40 dB. Die Seedleistung von 3,0 mW markiert in Abb. 3.15 für Einfachpass das ASE-Limit, wenn ein Abstand von min. 30 dB zwischen Nutzstrahlung und ASE-Beiträgen verlangt wird. Eine weitere Erniedrigung der Seedleistung lässt den ASE-Anteil weiter anwachsen, wie durch die dritte Kurve in den Abbildungen für 0,25 mW demonstriert wird.

Außerdem lässt sich in den Spektren für Einfach- und Doppelpass die Absorption in der Faser erkennen. Das Spektrum für Einfachpass ist auf der Seite der Pumpeinkopplung der Faser aufgenommen, das für Doppelpass auf der gegenüberliegenden Seite. Ein Großteil der spontanen Emission findet im stark gepumpten Bereich der Faser statt, also in der Nähe der Pumpeinkopplung. Spontan emittiertes Licht legt nun für die Einfachpass Richtung einen viel kürzeren Weg in der Faser zurück als für die Doppelpass Richtung. Daher lassen sich Absorptionseffekte in dem Doppelpass-Spektrum durch eine deutliche Absenkung der spektralen Anteile bei kürzeren Wellenlängen beobachten. Das Emissionsmaximum für das Einfachpass-Spektrum liegt je nach Seedleistung zwischen 1027,7 nm und 1028,1 nm und entspricht dem in Kapitel 3.2 gezeigten gemessenen Emissionsspektrum. Für den Doppelpass hat sich das Emissionsmaximum aufgrund der Absorption in der Faser zu den längeren Wellenlängen zwischen 1031,5 nm und 1034,3 nm verschoben. Dies ist auch der Grund warum in der Literatur viele Faserlaser mit hoher Ausgangsleistung bei noch längeren Wellenlängen emittieren. Dort werden sehr lange und hochdotierte Fasern eingesetzt, die durch ihre hohe Absorption das Emissionsmaximum weiter zu längeren Wellenlängen verschieben. Lasertätigkeit tritt bei der dominanten Wellenlänge auf. Beispielsweise emittiert der Faserlaser aus Referenz [92] bei 1100 nm 1,36 kW.

Die erreichte Gesamtverstärkung nimmt mit steigender Seedleistung ab. Sie beträgt für die drei Seedleistungen 24,6 dB, 15,9 dB und 6,4 dB. Dabei werden die ASE-Anteile immer stärker unterdrückt, da der Verstärker zunehmend gesättigt betrieben wird. Der fundamentale Zusammenhang, dass bei einer hohen Verstärkung eine niedrigere Ausgangsleistung erzielt wird, und dass umgekehrt, bei niedrigen Verstärkungen höhere Ausgangsleistung realisierbar sind, konnte bestätigt werden.

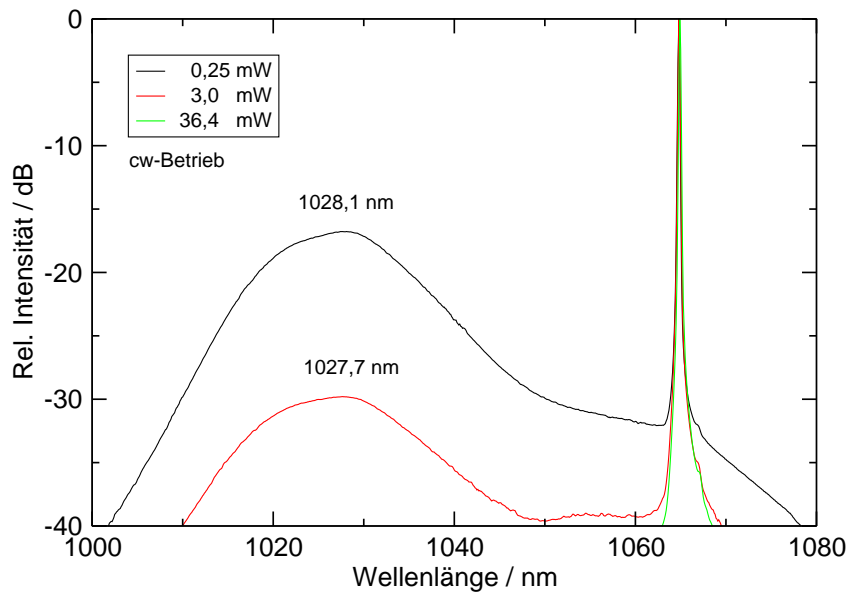


Abbildung 3.15: ASE-Spektrum aufgenommen nach Einfachpass bei maximaler Pumpleistung für unterschiedliche Seedleistungen. Der Abstand zum ASE-Untergrund für eine Seedleistung von 36,4 mW beträgt mehr als 40 dB.

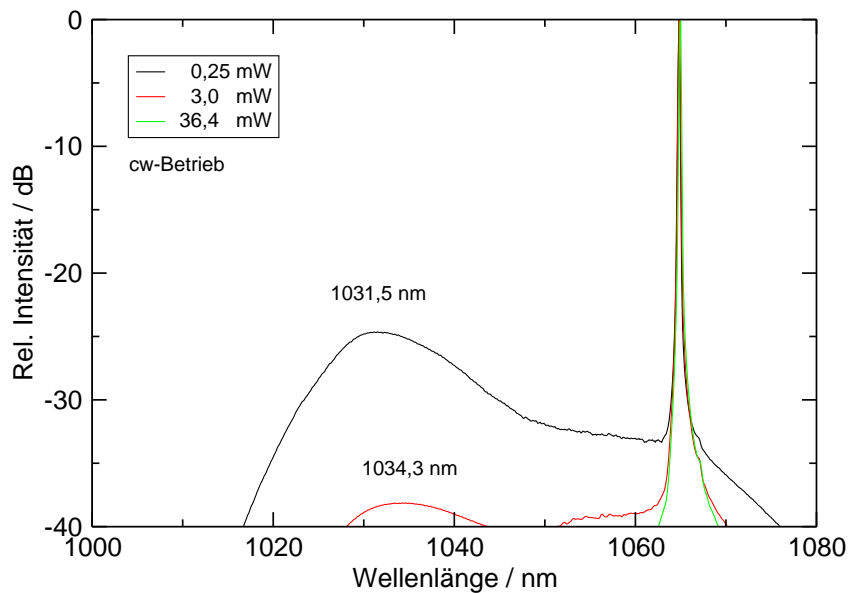


Abbildung 3.16: ASE-Spektrum aufgenommen nach Doppelpass für die selben Parameter wie in Abb. 3.15. Aufgrund der Absorption in der Faser sind die kurzwelligen spektralen Anteile gedämpft. Dadurch verschiebt sich das Emissionsmaximum zu längeren Wellenlängen.

Für den gepulsten Betrieb ist die Analyse des ASE-Verhaltens wichtig, da die ASE-Anteile maßgeblich die Energiespeicherfähigkeit der Faser beeinträchtigen. Die größte auftretende mittlere Seedleistung im Pulsbetrieb für 100 ns Pulse bei einer Wiederholrate von 5 kHz beträgt etwa $18,85 \mu\text{W}$. Obwohl sich Pulsbetrieb und kontinuierlicher Betrieb qualitativ anders verhalten, lässt die niedrige mittlere Seedleistung im Vergleich zum kontinuierlichen Fall auf das Auftreten substantieller ASE-Anteile schließen.

Für die Charakterisierung des Pulsbetriebes wird ein Pyrodetektor²² zur Energiemessung eingesetzt, der zur Erhöhung der Empfindlichkeit und der Bandbreite mit einem Transimpedanzwandler ausgestattet wurde. Die gemessenen Energiewerte sind über 512 Messungen gemittelt um das Rauschen zu reduzieren. Die dem Rauschen entsprechende Energie konnte von 554 nJ auf 24,4 nJ gesenkt werden. Als erstes wird die extrahierbare Energie für verschiedene Pulslängen bei einer Wiederholrate von 1 kHz untersucht. In Abb. 3.17 lässt sich erkennen, dass sich für Doppelpass immer etwas mehr Energie extrahieren lässt. Die leicht unterschiedlichen Steigungen der zwei Kurven deuten darauf hin, dass sich dieses Verhalten für immer länger werdende Pulse umkehren wird. Dies ist mit Blick auf Abb. 3.13 zu erwarten, da im Grenzfall sehr langer Pulse der kontinuierliche Betriebsmodus realisiert wird und dieser für Doppelpass eine etwas niedrigere Ausgangsleistung liefert.

Ab einer Pulslänge von 50 ns lässt sich die Pulsform sehr gut als rechteckig beschreiben, so dass die Pulslänge proportional zur Seedenergie ist. Da die extrahierbare Energie nicht von der Pulsform, sondern nur von der Seedenergie abhängt, kann Abb. 3.17 auch als eine Auftragung der extrahierten Energie gegenüber der Seedenergie interpretiert werden. Obwohl die Daten eine Sättigung ab einer Pulslänge von etwa 100 ns vermuten lassen, ist dies nicht der Fall. Für gesättigten Betrieb wird keine weitere Steigerung der Energie bei Doppelpass erwartet.

Für alle gemessenen Pulsenergien spielt stimulierte Brillouin-Streuung keine Rolle. Die für 10 ns realisierte Verstärkung beträgt 29,5 dB für Einfachpass und 35 dB für Doppelpass.

Die erreichten Pulsspitzenleistungen sind in Abb. 3.18 zu sehen. Aus der simultanen Messung der Energie und der zeitlichen Pulsform lässt sich die Pulsspitzenleistung bestimmen. Sie verbleibt ab einer Pulslänge von 15 ns auf konstantem Niveau. Dies liegt daran, dass ab dieser Pulslänge die Spitzenleistung der Seedpulse konstant ist. Die vordere Flanke erfährt dadurch immer die gleiche Verstärkung, was identische Pulsspitzenleistungen zur Folge hat. Der hintere Teil des Pulses wird aufgrund der reduzierten Verstärkung verformt.

²² gentec - QE4-SP-S-MT

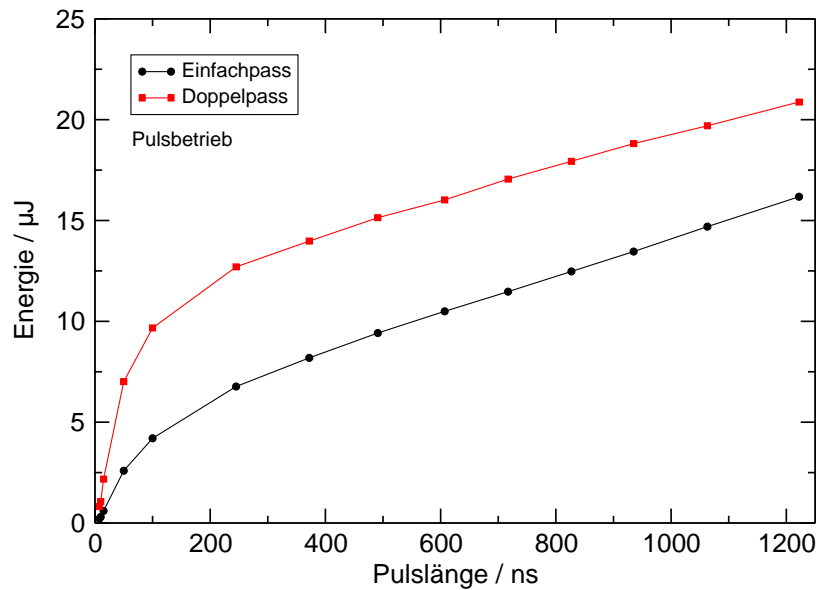


Abbildung 3.17: Extrahierbare Energie aus der ersten Stufe bei Einfach- und Doppelpass für unterschiedliche Pulslängen. Die Wiederholrate beträgt 1 kHz. Die extrahierbare Energie ist für Doppelpass immer etwas größer als für Einfachpass. Für 10 ns Pulse werden $1,1 \mu\text{J}$ erhalten, was einer Verstärkung von 35 dB entspricht.

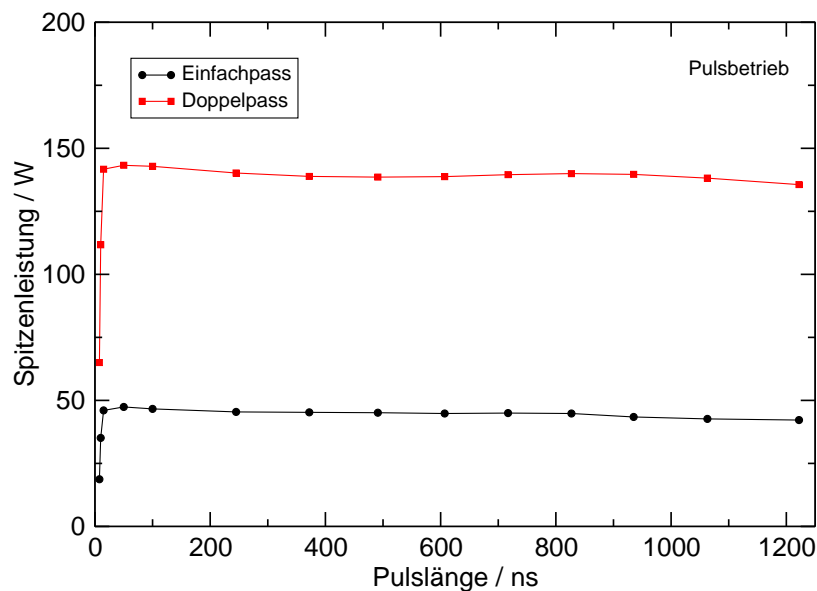


Abbildung 3.18: Die Spitzenleistung der erzeugten Pulse wird durch die simultane Aufzeichnung der Pulsform gewonnen. Für eine Pulslänge ab 15 ns erreicht die Spitzenleistung ein Plateau. Übertragen auf die Pulsform bedeutet dies, dass die Pulsflanke unabhängig von der Pulslänge immer die gleiche Verstärkung erfährt. Dies deutet außerdem auch auf einen ungesättigten Betrieb hin.

Zusammenfassend lässt sich die erste Stufe wie folgt charakterisieren. Für den kontinuierlichen Betrieb wird ein gut gesättigter Betrieb erhalten, bei dem ASE-Komponenten keine Rolle spielen. Der Doppelpass erzeugt etwas weniger Leistung als mit Einfachpass erreichbar wäre. Dafür wird aber eine stabilere Polarisierung unabhängig von der Doppelbrechung in der Faser erhalten. Für den Pulsbetrieb konnte gezeigt werden, dass die auftretenden ASE-Komponenten effektiv ausgefiltert werden können. Der Verstärker zeichnet sich durch eine sehr hohe Pulsverstärkung von 35 dB für 10 ns Pulse aus. Dabei treten keine Anzeichen von stimulierter Brillouin-Streuung auf. Die realisierte Pulsenergie für 10 ns beträgt 1,1 μJ mit einer gemessenen Spitzenleistung von 112 W.

3.8.2 Charakterisierung der zweiten Stufe

Die zweite Stufe wird mit Blick auf den Aufbau in Abb. 3.12 nur in Einfachpass-Anordnung betrieben. Ursächlich hierfür sind die *multi-mode* Eigenschaften der benutzten Faser. Mit einem Kerndurchmesser von 28 μm und einer numerischen Apertur von 0.06 besitzt der Kern eine V-Zahl von 4,96. Alle Faserparameter sind auch Tabelle 3.3 zu entnehmen. Die Faser unterstützt 10 Moden, von denen vier durch die Modenbezeichnungen LP_{01} , LP_{11} , LP_{21} und LP_{02} mit ihrer charakteristischen Intensitätsverteilung unterscheidbar sind.

Die *multi-mode* Eigenschaften schließen eine Doppelpass-Anordnung aus, da jede Mode ihre eigene Polarisierung trägt. Zusammen mit dem für jede Mode unterschiedlichen Modenprofil entsteht im ungünstigsten Fall ein inhomogenes Strahlprofil mit räumlich inhomogener Polarisierung. Bei einer Doppelpass-Anordnung kann die Doppelbrechung in der Faser aber nur für eine Mode und ihre Polarisierung kompensiert werden. Voraussetzung dafür ist, dass für beide Durchläufe durch die Faser die gleiche Mode angeregt wird. Eine Abweichung von der optimalen Anregung führt zu Pulsanteilen, die vom Faraday-Isolator zwischen der ersten und zweiten Stufe abgetrennt werden müssen. Außerdem wird die SBS-Schwelle durch eine Doppelpass-Anordnung gesenkt. Deswegen wurde von einer Doppelpass-Anordnung abgesehen und die zweite Stufe nur in Einfachpass-Anordnung betrieben.

Analog zur Charakterisierung der ersten Stufe werden zunächst die Ergebnisse für den kontinuierlichen Betrieb präsentiert. Hierbei werden Aussagen über Einkoppleffizienzen, Absorption, Polarisationsstabilität, Modenprofil und erzielbare Ausgangsleistung gemacht.

Die Einkoppleffizienz in den Kern der zweiten Stufe lässt sich durch die Doppelmanteleigenschaft der verwendeten Faser abschätzen. Dabei wird davon ausgegangen, dass die Seedstrahlung P_{Seed} , die nicht in den Kern eingekoppelt werden kann, komplett in dem 400 μm großen Pumpmantel geführt

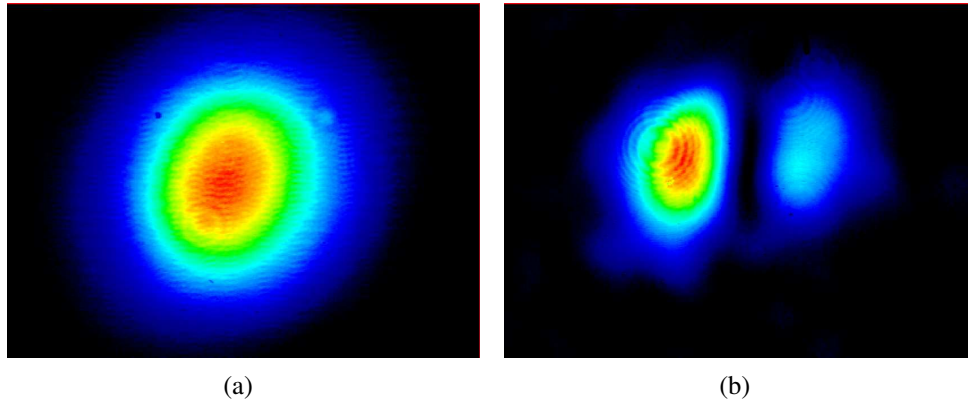


Abbildung 3.19: (a) Strahlprofil bei einer Ausgangsleistung der zweiten Stufe von 5,2 W nach Optimierung der Einkopplung. (b) Beispiel für eine suboptimale Einkopplung der Seedstrahlung in die Faser. Angeregt wird nur die LP_{11} Mode. Die Asymmetrie der Intensitätsverteilung ist durch die Wicklung der Faser zu erklären. Bei beiden Bildern sind einige Beugungsringe und Störungen zu erkennen, die auf Verschmutzungen oder Beschädigungen der Abschwächungsoptik zurückzuführen sind.

wird. Nach der Einkopplung propagiert ein Teil der Strahlung im Kern, der restliche im Pumpmantel. Absorption im Kern ist im Allgemeinen nicht zu vernachlässigen. Die Absorption für im Pumpmantel propagierende Strahlung dagegen ist um den Füllfaktor Γ schwächer und für diese Fasergeometrie zu vernachlässigen.

Um die Leistungsanteile auf der Faseraustrittsseite für Kern und Mantel messen zu können, werden die unterschiedlichen numerischen Aperturen von Kern und Pumpmantel mit $NA_{\text{Kern}} = 0,06$ und $NA_{\text{Pumpmantel}} = 0,38$ ausgenutzt. Damit verbunden ist eine unterschiedliche Divergenz der Strahlung, die eine räumliche Trennung nach ausreichender Entfernung erlaubt. Zuerst wird die Gesamtleistung P_{tot} möglichst nah am Auskoppler gemessen, dann wird in einer größeren Entfernung nur der Anteil im Kern P_{Kern} gemessen. Das Aufstellen einer Blende ist bei ausreichend großer Entfernung nicht mehr nötig, da aufgrund der großen numerischen Apertur des Pumpmantels dieser Anteil der Strahlung stark aufgeweitet wird und damit vernachlässigbar ist.

Aus den drei Größen lässt sich die Einkoppeleffizienz η sowie die Absorption α im Kern gemäß folgender Beziehungen berechnen:

$$\eta = 1 - \frac{P_{\text{tot}} - P_{\text{Kern}}}{P_{\text{Seed}}}, \quad (3.21)$$

$$\alpha = \frac{P_{\text{Kern}}}{P_{\text{Seed}} \eta} = \frac{P_{\text{Kern}}}{P_{\text{Seed}} - P_{\text{tot}} + P_{\text{Kern}}}. \quad (3.22)$$

Mit den gemessenen Leistungswerten von $P_{\text{Seed}} = 132 \text{ mW}$, $P_{\text{Kern}} = 27,9 \text{ mW}$ und $P_{\text{tot}} = 59,4 \text{ mW}$ in einer Entfernung von 0,10 m bzw. 1,60 m erhält man für die Einkoppeleffizienz $\eta = 76,1 \%$ und für die Absorption $\alpha = 0,278$.

Da es sich bei der verwendeten Faser um eine *multi-mode* Faser handelt, ist ein Blick auf das Strahlprofil sinnvoll. Mit einer guten Strahlqualität ist in der Regel auch eine gute Polarisationsstabilität verbunden. Jede Mode in der Faser trägt einen eigenen Polarisationszustand und besitzt ihre charakteristische Intensitätsverteilung. Ohne Kontrolle des Strahlprofils wird im ungünstigsten Fall ein schlechtes Strahlprofil mit räumlich inhomogener Intensitätsverteilung erhalten.

Bei sorgfältiger Einkopplung lässt sich nur die Grundmode LP_{01} der Faser, wie in Abb. 3.19(a) dargestellt, anregen. Im Vergleich dazu zeigt Abb. 3.19(b) das Strahlprofil, das bei Anregung der nächst höheren LP_{11} Mode erhalten wird.

Die angeregte Mode bleibt auch bei Erhöhung der Pumpleistung stabil, es findet keine Durchmischung der Moden in der Faser statt. Dazu wurde eine Leistungskennlinie aufgenommen, dargestellt in Abb. 3.20 und dabei das Strahlprofil und die Polarisation beobachtet. Die Leistung wurde hinter einem Polarisator gemessen um den korrekt polarisierten Anteil der Strahlung zu messen. Die maximal erzielte Ausgangsleistung beträgt knapp 6 W. Die Umsetzung der Pumpleistung erfolgt mit einer Effizienz von maximal 37,8 %. Die Stufe in der Kennlinie oberhalb von 12 W Pumpleistung ist durch einen Wechsel des Detektors begründet. Die maximal erzielte Ausgangsleistung ist limitiert durch einsetzende Lasertätigkeit im Abstand von 30 dB. Das Strahlprofil aus Abb. 3.19(a) wurde bei maximaler Ausgangsleistung aufgenommen. Modendurchmischung aufgrund der thermischen Belastung während des Pumpens der Faser ist auszuschließen.

Weiterhin wurde das Polarisationsverhältnis in Abhängigkeit der Pumpleistung untersucht. In Abb. 3.21 ist zu erkennen, dass das gemessene Polarisationsverhältnis bei kleinen Pumpleistungen zuerst zunimmt, um dann bei einem Wert von $32,6 \pm 1,4$ zu sättigen. Der Sprung oberhalb von 12 W Pumpleistung ist wieder durch den Wechsel des Detektors begründet. Das anfänglich niedrigere Polarisationsverhältnis ist ein Artefakt, da Strahlung die in den Pumpmantel eingekoppelt worden ist bei dieser Messung mitgemessen wurde. Dieser Anteil nimmt am Verstärkungsprozess nicht teil und stellt einen konstanten Beitrag dar, der bei hohen Ausgangsleistungen vernachlässigbar wird. Es ist deshalb davon auszugehen, dass auch bei kleinen Pumpleistungen ein Polarisationsverhältnis von etwa 1:33 realisiert wird und ist durch eine gestrichelte Linie in Abb. 3.21 angedeutet. Abschließend lässt sich festhalten, dass im Allgemeinen mit dem guten Strahlprofil ein ausreichendes Polarisations-

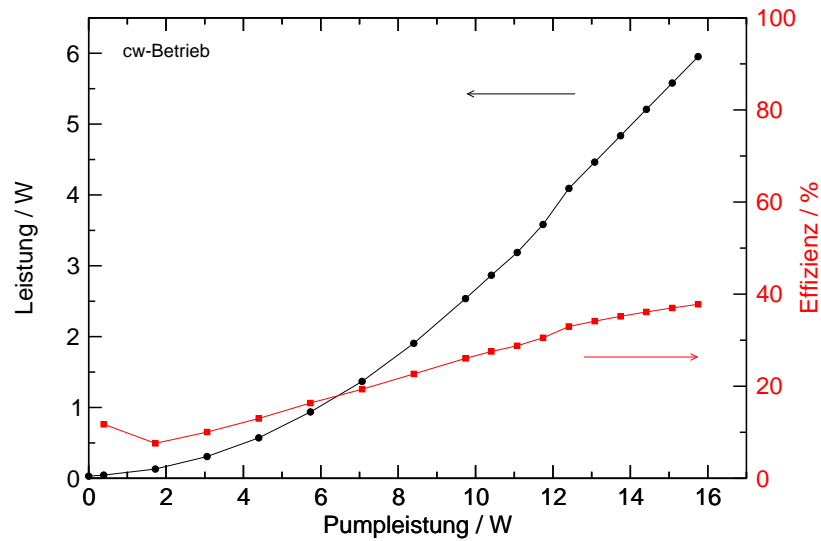


Abbildung 3.20: Leistungskennlinie der zweiten Stufe im kontinuierlichen Betrieb zusammen mit der Effizienz mit der Pumpstrahlung in Nutzstrahlung umgewandelt wird. Maximal konnten knapp 6 W mit einer Effizienz von 37,8 % erzeugt werden. Limitiert ist die Ausgangsleistung nur durch einsetzende Lasertätigkeit. Der Abstand zum ASE-Untergrund betrug bei der Maximalleistung immer noch mehr als 30 dB. Die Stufe in der Messreihe, oberhalb von 12 W, ist durch einen Detektorwechsel begründet.

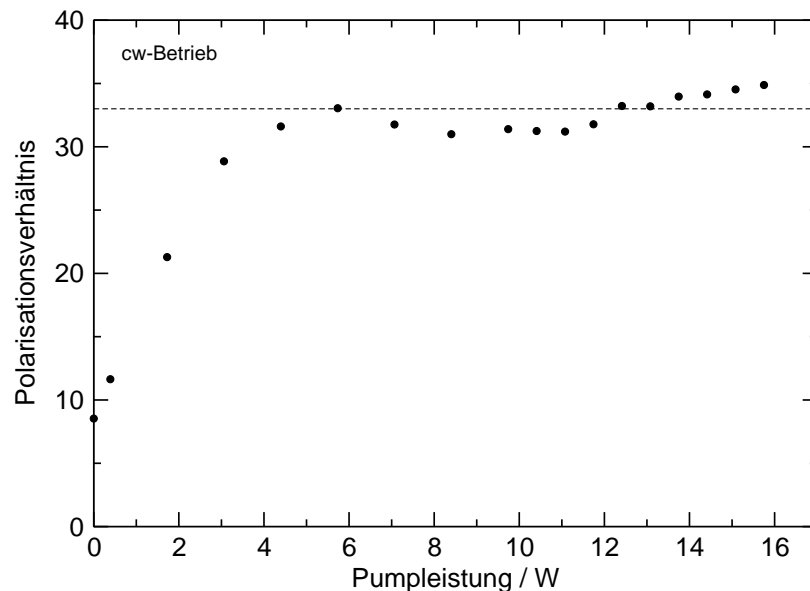


Abbildung 3.21: Polarisationsverhältnis in Abhängigkeit der Pumpleistung der zweiten Stufe. Die gemessene niedrigere Stabilität bei kleinen Pumpleistungen ist auf den Einfluss von im Pumpmantel propagierender Strahlung zurückzuführen und stellt ein Messartefakt dar.

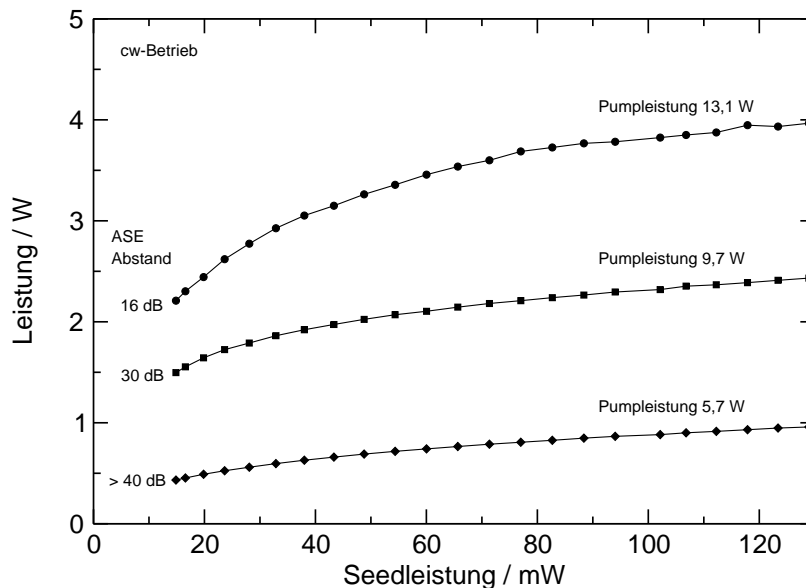


Abbildung 3.22: Erzielte Ausgangsleistung in Abhängigkeit der Seedleistung für drei verschiedene Pumpleistungen. Für die minimal eingestellte Seedleistung ist jeweils der Abstand zum ASE-Untergrund im Diagramm notiert. Für zunehmende Seedleistung wird der ASE-Abstand größer. Es lässt sich außerdem erkennen, dass für zunehmende Seedleistung die Kurven abflachen, was auf einen gesättigten Betrieb bei allen drei Pumpleistungen hindeutet.

tionsverhältnis verbunden ist, das auch bei veränderter Pumpleistung erhalten bleibt.

Der Verstärker arbeitet bei knapp 6 W immer noch im gesättigten Betrieb. Dies lässt sich auch durch eine Variation der Seedleistung bei konstanter Pumpleistung nachweisen. Hierzu sind für drei verschiedene Pumpleistungen die entsprechenden Kurven in Abb. 3.22 dargestellt. Die Seedleistung wurde zwischen 14,9 mW und 128,9 mW variiert. Auf der linken Seite ist der Abstand zum ASE-Untergrund für die niedrigste Seedleistung aufgetragen. Für noch kleinere Seedleistungen treffen sich alle drei Kurven im Ursprung. Der ASE-Abstand nimmt mit zunehmender Seedleistung zu. Das Abflachen der Kurven bei höheren Seedleistungen deutet auf den gesättigten Betrieb hin, da eine weitere Erhöhung der Seedleistung eine geringere Erhöhung der Ausgangsleistung zur Folge hat. Die Forderung nach einem Abstand von 30 dB zum ASE-Untergrund oder zur auftretenden Lasertätigkeit hat sich bewährt, gesättigter Betrieb wird dadurch gewährleistet. Ab diesem Punkt nimmt die Intensitätsstabilität der erzeugten Strahlung ab und das Intensitätsrauschen

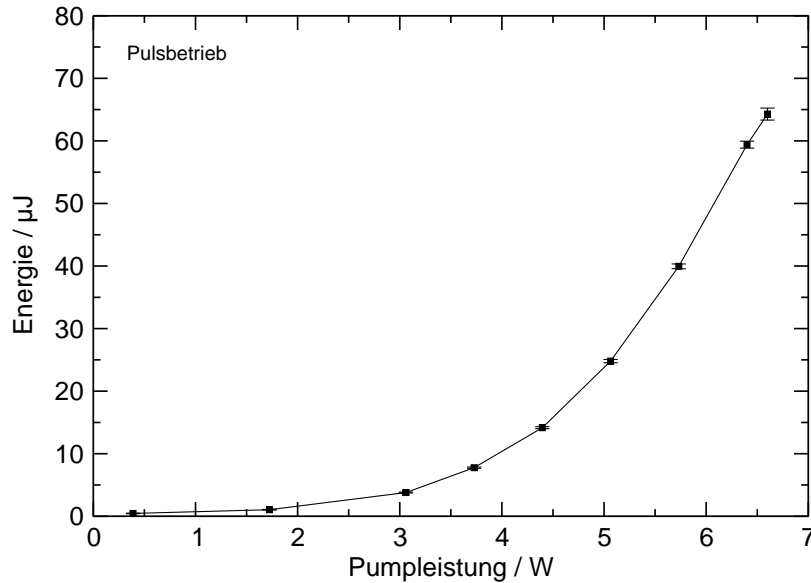


Abbildung 3.23: Energiekennlinie der zweiten Stufe bei einer Pulslänge von 10 ns und einer Wiederholrate von 1 kHz. Die Seedenergie betrug $0,74 \mu\text{J}$ und die erreichte Ausgangsenergie betrug $64,3 \pm 0,9 \mu\text{J}$ an der SBS-Schwelle, die für eine Pumpleistung von 6,6 W erreicht wurde. Die Fehlerbalken geben dabei die Standardabweichung der Energie von 1000 aufeinanderfolgenden Laserpulsen an.

nimmt zu. Außerdem sind die unerwünschten spektralen Anteile noch zu vernachlässigen.

Bei der Charakterisierung des gepulsten Betriebs wird erstmal die Schwelle für das Auftreten von stimulierter Brillouin-Streuung erreicht und wird anhand der Energiekennlinie für 10 ns Pulse diskutiert. Anschließend folgt die systematische Untersuchung der SBS-Schwelle für verschiedene Pulslängen. Hierzu wird die Energie, Spitzenleistung und die Pulsform an der Schwelle bestimmt. Abschließend wird der Einfluss der Wiederholrate und der Seedenergie auf die SBS-Schwelle und die erreichbare Energien diskutiert.

Die erzielbare Energie für 10 ns Pulse bei einer Wiederholrate von 1 kHz in Abhängigkeit der Pumpleistung ist in Abb. 3.23 dargestellt. Die Energiewerte werden mit einem Pyrodetektor²³ mit zusätzlichem Transimpedanzwandler gemessen. Die dem Rauschen entsprechende Energie beträgt $0,52 \mu\text{J}$. Die in der Abbildung dargestellten Energiewerte werden je aus Mittelwert und Standardabweichung von 1000 direkt aufeinanderfolgenden Energiemessungen gewonnen. Die extrahierbare Energie bei einer Pumpleistung von 6,6 W beträgt $64,3 \pm 0,9 \mu\text{J}$. Mit der Seedenergie von $0,74 \mu\text{J}$ entspricht dies einer

²³ gentec QE12-SP-H-MT

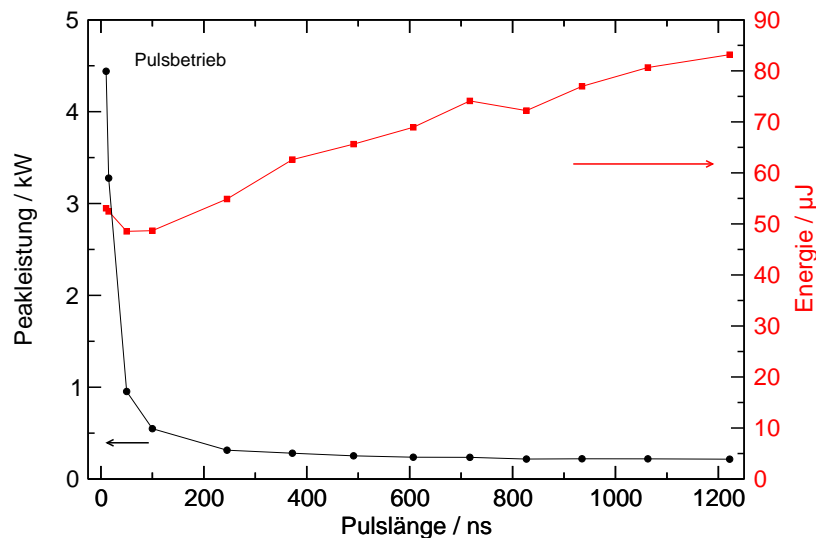


Abbildung 3.24: Erzielbare Energie an der SBS-Schwelle für verschiedene Pulslängen. Die dafür nötige Pumpleistung ist für jeden Messpunkt unterschiedlich. Sie beträgt für 10 ns 6,6 W und nimmt für längere Pulslängen auf 3,9 W ab. Die Energiewerte im Bereich von 50 ns bis 100 ns markieren den Bereich, bei dem die spektralen Eigenschaften besonders gut zum Verstärkungsprofil für SBS passen und stellt daher die kleinste Schwelle dar. Parallel dazu wurde die Spitzenleistung über die simultan aufgezeichnete Pulsform bestimmt.

Verstärkung von 19,4 dB. Die extrahierbare Energie ist limitiert durch das Auftreten von SBS. Die Schwelle wird wie in Kapitel 3.5 beschrieben durch Beobachtung des zurückgestreuten Lichtes aus der Faser bestimmt. Die Platzierung der APD lässt sich dem Aufbau in Abb. 3.12 entnehmen.

Für unterschiedliche Pulslängen wird nun jeweils eine Energiekennlinie bis zur SBS-Schwelle aufgenommen. In Abb. 3.24 sind die Endpunkte der Kennlinien, die die SBS-Schwelle darstellen, gegenüber der Pulslänge aufgetragen. Da für jede Pulslänge die SBS-Schwelle separat bestimmt wird, ist auch für jeden Messpunkt die Pumpleistung unterschiedlich. Sie beträgt bei 10 ns 6,6 W und nimmt dann stetig bis auf eine Pumpleistung von 3,9 W für eine Pulslänge von 100 ns ab. Für noch längere Pulslängen bleibt die Pumpleistung dann konstant bei diesem Wert. Es fällt auf, dass für Pulslängen zwischen 50 ns und 100 ns die extrahierbare Energie an der SBS-Schwelle minimal wird. Dies liegt darin begründet, dass für diese Pulslängen die spektrale Bandbreite und der zeitliche Pulsverlauf besonders gut zum Verstärkungsprofil der stimulierten Brillouin-Streuung passen (vgl. Kapitel 3.5). Das Auftreten von SBS wird dadurch begünstigt und die extrahierbare Energie ist minimal. Die für die LIDAR-Anwendung angestrebte Pulslänge von 10 ns liegt

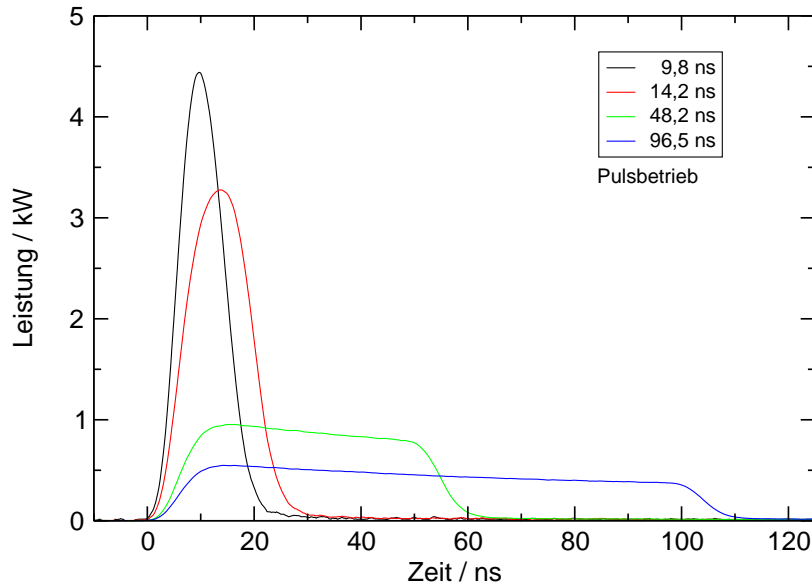


Abbildung 3.25: Pulsform an der SBS-Schwelle für verschiedene Puls-längen. Zusammen mit der gemessenen Energie, die sich auch der Abb. 3.24 entnehmen lassen, wurde die Pulsform auf die Leistungsachse skaliert. Es lässt sich bereits eine leichte Verkürzung der Pulslänge und eine Asymmetrie der Pulsform erkennen. Speziell die führende Pulsflanke rückt bei den kurzen Puls-längen deutlich nach vorne.

demnach in der Nähe des Punktes, bei dem sich aufgrund der niedrigen SBS-Schwelle am wenigsten Energie erzeugen lässt und stellt die eigentliche Herausforderung dieser Arbeit dar, der sich in der Literatur nur selten gestellt wird. Die getroffene Faserwahl für diese Stufe stellt ein Optimum, aber auch einen Kompromiss bezüglich hoher SBS-Schwelle, hoher Ausgangsenergie, gutem Strahlprofil und stabiler Polarisation dar. Simultan zur Energiemessung wird jeweils die Pulsform aufgezeichnet, so dass die Spitzenleistung bestimmt werden kann. Die ermittelte Spitzenleistung an der SBS-Schwelle ist in Abb. 3.24 dargestellt. Für abnehmende Puls-längen nimmt die erreichbare Spitzenleistung stetig zu und erreicht für 10 ns einen Wert von 4,4 kW.

Die Pulsform an der SBS-Schwelle für Puls-längen von 10 ns bis 100 ns ist in Abb. 3.25 dargestellt. Die senkrechte Achse ist mit der gemessenen Energie auf eine Leistungsachse skaliert worden. Bei allen Puls-längen ist bereits eine leichte Verkürzung der Laserpulse festzustellen, die aber noch im Bereich der Reproduzierbarkeit von ca. 1 ns liegt (vgl. Kapitel 3.7.2). Außerdem werden die Pulse leicht asymmetrisch, was sich auch an der für höhere Spitzenleistungen nach vorne wandernden Pulsflanken festmachen lässt. Für Puls-längen von 50 ns und 100 ns ist die Asymmetrie zwischen vorderer und hinteren

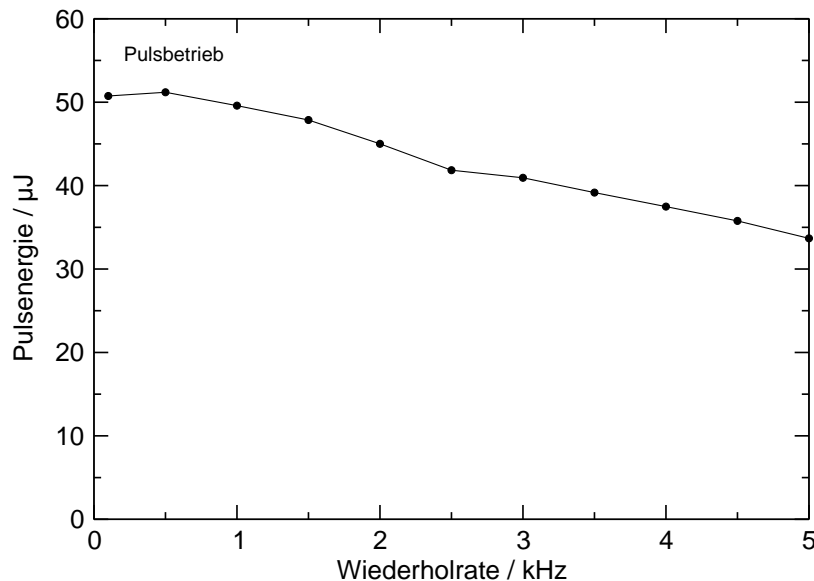


Abbildung 3.26: Erzielbare Energie in Abhängigkeit der Pulswiederholrate für eine Pulslänge von 10 ns. Es ist zu erkennen, dass für die konstante Pumpleistung von 6,4 W die Energie mit zunehmender Wiederholrate abnimmt. Die gespeicherte Energie in der Faser ist für eine höhere Wiederholrate geringer, da zwischen zwei Pulsen weniger Zeit besteht, um das obere Niveau im gleichen Maße zu bevölkern, als bei kleineren Wiederholraten. Der leichte Einbruch bei 2,5 kHz ist auf einen dynamischen Effekt des EOM zurückzuführen, der die Seedenergie des Gesamtsystems leicht erniedrigt.

Pulsflanke stärker ausgeprägt und beträgt 19 % bzw. 32 %. Für noch längere Pulslängen konvergiert die Spitzenleistung gegen einen konstanten Wert, wie Abb. 3.24 zu entnehmen ist. Das bedeutet, die Pulsform ändert sich im vorderen Bereich nicht mehr. Die Energiezunahme, die sich in Abb. 3.24 für längere Pulse feststellen lässt, ist einzig auf den hinteren Pulsverlauf zurückzuführen.

Abschließend wurde die Abhängigkeit der erreichbaren Ausgangsenergie von der Wiederholrate untersucht. Dabei ist festzustellen, dass bei konstanter Pumpleistung die erreichbare Energie leicht abnimmt. Dies ist zu erwarten, da die Wiederholrate im Bereich der inversen Fluoreszenzlebensdauer liegt. Alle Pump- und Relaxationsprozesse liegen auf dieser Zeitskala. Wird die Repetitionsrate erhöht, bleibt zwischen den Laserpulsen immer weniger Zeit zum Pumpen des oberen Niveaus. Deswegen ist die gespeicherte Energie geringer, und damit sinkt die extrahierbare Energie. Der entsprechende Kurvenverlauf ist in Abb. 3.26 für eine Pumpleistung von 6,4 W zu sehen. Die etwas niedrigere Energie bei etwa 2,5 kHz ist auf einen dynamischen Effekt

im EOM zurückzuführen, der die Transmission durch den EOM leicht verändert und somit direkt die Seedenergie des Gesamtsystems beeinflusst. Das gezeigte Verhalten lässt sich auch bei anderen Betriebspunkten beobachten und ist reproduzierbar.

Zum Erreichen der SBS-Schwelle für 5 kHz, muss die Pumpleistung um 3,1 W auf 9,5 W erhöht werden. Die SBS-Schwelle liegt mit 3,9 μJ leicht höher. Die Reproduzierbarkeit mit der sich die SBS auffinden lässt, beträgt etwa 5-10 %. Eine signifikante Veränderung der SBS-Schwelle aufgrund der höheren Repetitionsrate ist deshalb im Rahmen der Unsicherheitsschranken nicht zu beobachten.

Ähnlich verhält es sich für eine Änderung der Seedleistung. Wird die Seedleistung verringert, muss die Pumpleistung etwas erhöht werden, bis die SBS-Schwelle wieder erreicht wird. Für diesen Punkt weicht die SBS-Schwelle ebenfalls nicht signifikant um 2 μJ ab. Beide Ergebnisse deuten darauf hin, dass die SBS-Schwelle für diese Verstärkerstufe nur von der Ausgangsenergie der verstärkten Pulse abhängt.

Zusammenfassend lässt sich die zweite Stufe wie folgt charakterisieren: Im kontinuierlichen Betrieb liefert die zweite Stufe knapp 6 W mit einem guten Strahlprofil und ausreichendem Polarisationsverhältnis. Der Verstärker ist dabei noch gesättigt. Einsetzende Lasertätigkeit im Abstand von 30 dB begrenzt eine weitere Erhöhung der Ausgangsleistung. Im gepulsten Betrieb wurde eine Verstärkung von 19,4 dB für 10 ns Pulse bei einer absoluten Ausgangsenergie von $64,3 \pm 0,9 \mu\text{J}$ erreicht. Das Ergebnis ist limitiert durch das Einsetzen von stimulierter Brillouin-Streuung. Dies wurde bereits bei der Faserwahl berücksichtigt. Es wurde gezeigt, dass die SBS-Schwelle besonders niedrig für Pulslängen zwischen 50 ns und 100 ns ausfällt. Eine Optimierung auf eine möglichst hohe SBS-Schwelle für 10 ns ist deswegen eine besondere Herausforderung, da sehr nahe an diesem Minimum operiert wird. Eine höhere Wiederholrate von 5 kHz ist problemlos möglich. Die niedrigere Ausgangsenergie lässt sich durch höhere Pumpleistungen kompensieren. Eine Veränderung der SBS-Schwelle konnte nicht beobachtet werden. Auch ist die SBS-Schwelle nicht abhängig von der Seedenergie.

3.8.3 Charakterisierung der dritten Stufe

Um die Energie durch Verstärkung in der dritten Stufe weiter zu erhöhen, ist eine weitere Faser, mit einer anderen geometrischen Abmessung, nötig. Die Faser, die in der zweiten Stufe eingesetzt wurde, hat gemäß ihrer V-Zahl bereits die *single-mode* Grenze etwas überschritten. Um die SBS-Schwelle weiter zu erhöhen, werden kürzere Fasern mit einem größerem Kerndurchmesser benötigt. Prinzipbedingt sind solche Fasern *multi-mode* Fasern. In der dritten

Stufe wird daher eine hochmodige Faser mit einem größerem Kerndurchmesser von $55\text{ }\mu\text{m}$ und einer höheren Dotierung von 6500 ppm eingesetzt. Dadurch lässt sich eine ausreichende Verstärkung mit kurzen Faserlängen realisieren. Allerdings leidet das Strahlprofil und die Polarisierung aufgrund der von der Faser unterstützten 390 Moden. Verbunden mit der großen Anzahl geführter Moden ist auch eine starke Modenkopplung, die durch Störungen wie mechanische Spannungen oder Temperaturveränderungen verursacht wird. Die Modenkopplung nimmt mit zunehmender Faserlänge zu. Kurze Faserlängen sind, auch im Interesse einer hohen SBS-Schwelle, nötig. Die Pumpabsorption ist aufgrund des großen Kern-Pumpmantelverhältnisses und der hohen Dotierung groß, so dass eine übermäßig lange Faser nicht mehr vollständig gepumpt werden könnte.

Bei der Charakterisierung des gepulsten Betriebs ist die Maximierung der Pulsenergie im Infraroten nicht zielführend. Aufgrund der Abhängigkeit des Frequenzverdopplungsprozesses von Energie, Polarisierung und Strahlprofil ist vielmehr eine Optimierung der Energie nach der Frequenzverdopplung unter Berücksichtigung eines guten Strahlprofils sinnvoll. Daher werden in diesem Kapitel Ergebnisse vorweggenommen, die thematisch zur Frequenzverdopplungseinheit gehören. Der Aufbau und die spektralen Eigenschaften der Pulse werden dagegen später im Kapitel 3.9 präsentiert und diskutiert. In Abb. 3.27 sind die im infraroten und grünen Spektralbereich erhaltenen Energien für eine Pulslänge von 10 ns bei einer Wiederholrate von 1 kHz dargestellt. Es werden maximal $516\text{ }\mu\text{J}$ aus der dritten Stufe bei einer Pumpleistung von $30,5\text{ W}$ erhalten. Die Leistung ist durch einsetzende stimulierte Brillouin-Streuung limitiert. Dies entspricht einer Verstärkung von $18,9\text{ dB}$. Die Frequenzverdopplung liefert $131\text{ }\mu\text{J}$ mit einer maximalen Konversionseffizienz von $26,7\text{ }\%$. Die Konversionseffizienz in Abhängigkeit der Pumpleistung ist in Abb. 3.28 zu sehen. Beide Abbildungen lassen eine Sättigung für hohe Pumpleistungen erkennen. Dies ist durch eine thermisch bedingte Veränderung des Modenprofils erklärbar und durch Optimierung der Einkopplung prinzipiell kompensierbar.

Knapp unterhalb einer Pumpleistung von $27,5\text{ W}$ wurde ein Strahlprofil aufgenommen, das in Abb. 3.29(a) dargestellt ist. Deutlich lassen sich bereits die Auswirkungen der *multi-mode* Eigenschaften der Faser auf das Strahlprofil erkennen. Exemplarisch ist in Abb. 3.29(b) ein Strahlprofil dargestellt, bei dem keine Rücksicht auf das Strahlprofil bei der Einkopplung genommen wurde.

Weiterhin ist die Energiestabilität der erzeugten Pulse von entscheidender Bedeutung für die Aufnahme der Streuspektren. Hierzu wurden bei der Pumpleistung von $27,5\text{ W}$ die Energie von $10\,000$ direkt aufeinanderfolgenden Pulsen bestimmt. Der zeitliche Verlauf ist in Abb. 3.30 dargestellt. Die Wiederholrate betrug 1 kHz , so dass ein Zeitfenster von 10 s betrachtet wird. Die

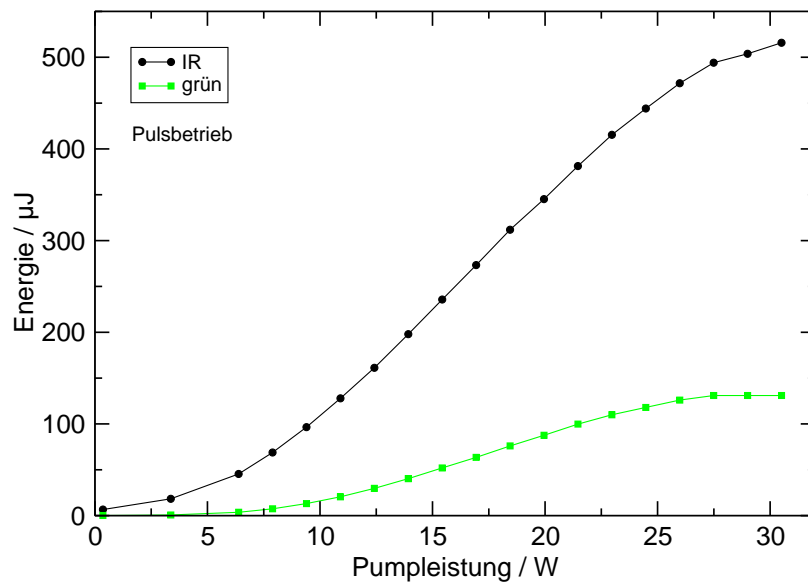


Abbildung 3.27: Energie aus der dritten Stufe und nach der Frequenzverdopplung für eine Pulslänge von 10 ns und einer Wiederholrate von 1 kHz. Für hohe Pumpleistungen lässt sich ein Abflachen der Kurven beobachten, die durch eine Veränderung des Modenprofils erklärbar ist. Die Kennlinie ist durch einsetzendes SBS limitiert.

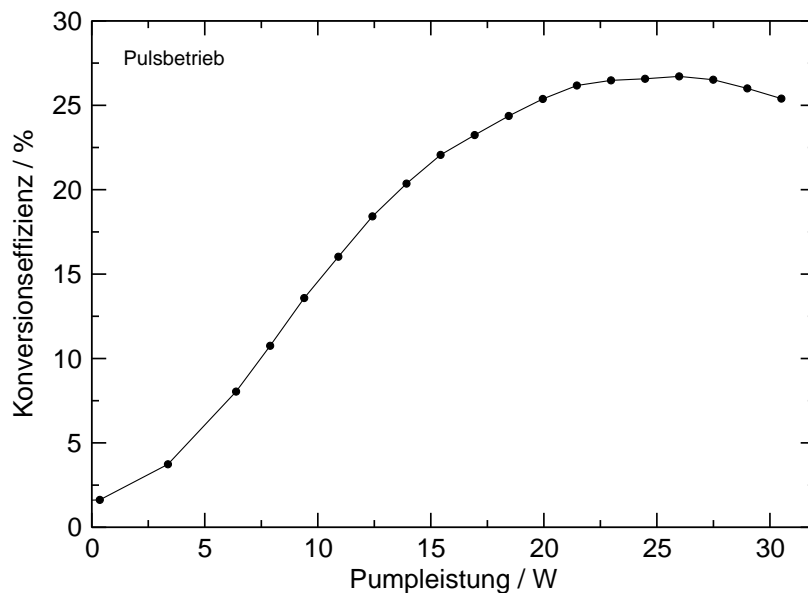


Abbildung 3.28: Die Konversionseffizienz der Frequenzverdopplung beträgt maximal 26,7 %. Bei hohen Pumpleistungen lässt sich ebenfalls ein Abflachen der Kurve beobachten.

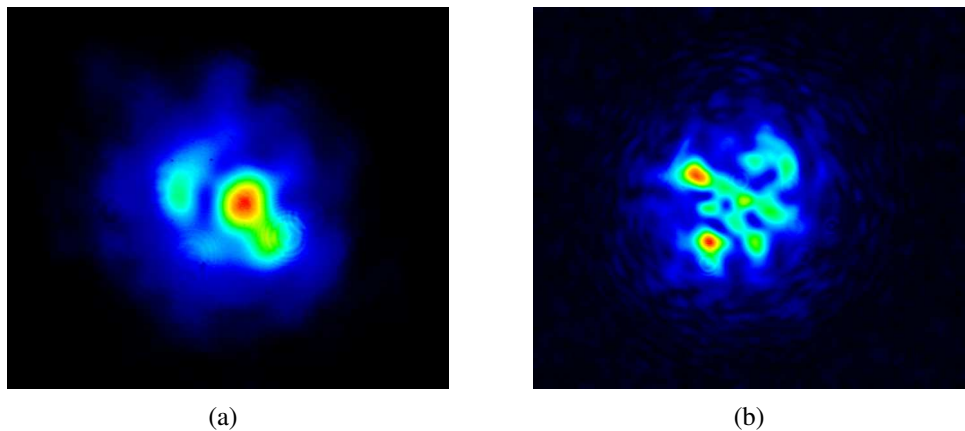


Abbildung 3.29: Strahlprofil nach der dritten Stufe aufgenommen im Infraroten. (a) Für eine Pumpleistung von 27,5 W wird eine Energie von 492 μJ erhalten. Das Strahlprofil lässt bereits deutliche Spuren der multi-mode Eigenschaften der Faser erkennen. (b) Wird keine Optimierung der Einkopplung vorgenommen resultiert ein sehr strukturiertes Strahlprofil mit einer räumlich inhomogenen Polarisation.

Standardabweichung beträgt $\pm 8,3 \mu\text{J}$, was einer Energiestabilität von 1,7 % entspricht. Die langsame Oszillation auf einer Zeitskala von etwa 5 s, die sich im Ansatz erkennen lässt, ist ein Artefakt, das sich auf eine mechanische periodische Oszillation der Faser im Luftstrom der *Flowbox* des Versuchsaufbaus zurückführen lässt. Um dies zu verhindern, ist die Faser an mehreren Stellen fixiert. Dieser Effekt kann bei der richtigen Resonanzfrequenz so groß sein, dass das Schwingen mit bloßem Auge zu beobachten ist. Abschließend sei noch auf den kurzzeitigen Einbruch der Energie hingewiesen, der in der Abbildung zusätzlich vergrößert dargestellt ist. Dieser Einbruch wird durch sporadisch einsetzende, stimulierte Brillouin-Streuung verursacht. Dies kann aufgrund des statistischen Charakters bereits vor Erreichen der definierten SBS-Schwelle auftreten. Die stimulierte Brillouin-Streuung sorgt dafür, dass ein Teil der Energie in der Faser in die rückwärtige Richtung gestreut wird und damit einer Messung nicht mehr zur Verfügung steht. Es ist außerdem zu erkennen, dass es einige Zeit benötigt, um wieder die volle Energie zu erreichen.

Höhere Ausgangsenergien lassen sich erreichen, wenn die Faserlänge und die Pulslänge vergrößert wird. Für eine Wiederholrate von 200 Hz sind die Energiekennlinien für 15 ns und 50 ns in Abb. 3.31 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass Energien von 1,33 mJ bzw. 0,95 mJ erreicht werden. Dabei ist die Energie bei 15 ns durch SBS und für 50 ns durch einsetzende Lasertätigkeit der Verstärkerstufe selbst limitiert. Bei dieser Messung wurde ausschließlich

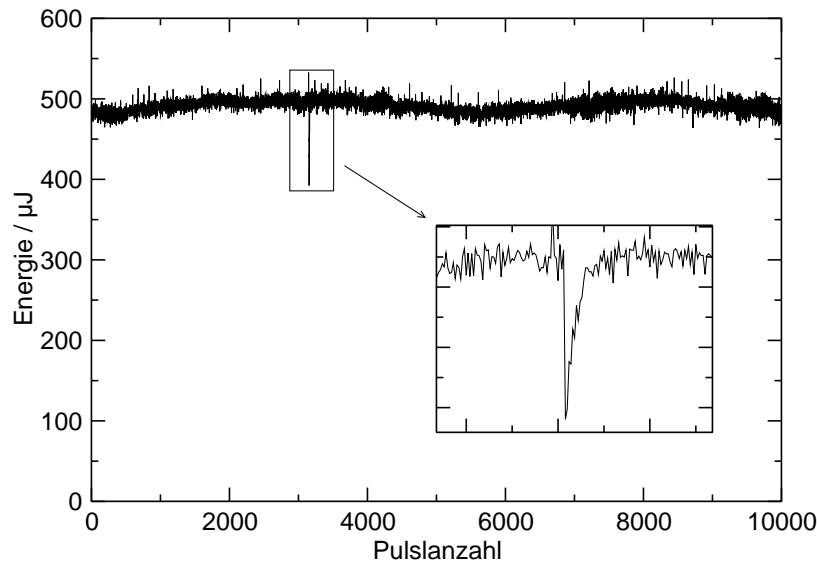


Abbildung 3.30: Messung der Energiestabilität für 10 000 aufeinanderfolgende Laserpulse aus der dritten Stufe. Die gemessene Energie im Infraroten beträgt $492 \pm 8.3 \mu\text{J}$. Es lässt sich eine langsame Periode von etwa 5 s erahnen, die durch periodische Oszillation der Faser im Luftstrom der *Flowbox* entsteht. Weiterhin ist vergrößert ein spontaner Einbruch der Energie zu beobachten, der durch das Einsetzen von SBS verursacht wird. Obwohl die SBS-Schwelle noch etwas entfernt ist, können solche Ereignisse vereinzelt vorher auftreten.

die Ausgangsenergie maximiert. Typischerweise resultiert ein sehr schlechtes Strahlprofil mit viel Substruktur wie in Abb. 3.29(b) dargestellt. Damit verbunden ist, wie bereits erwähnt, eine räumlich inhomogene Polarisationsverteilung, so dass eine Frequenzverdopplung sehr ineffizient wird.

Zusammenfassend lässt sich die dritte Stufe wie folgt charakterisieren. Die hochmodige Faser der dritten Stufe ist nötig, um die SBS-Schwelle weiter zu erhöhen. Das Anregen nur weniger Moden ist möglich, wird aber schwieriger aufgrund der starken Modenkopplung. Dennoch lässt sich in der dritten Stufe eine Verstärkung von 18,9 dB mit einer absoluten Energie von 516 μJ erreichen. Eine effiziente Konversionseffizienz von 26,7 % in den grünen Spektralbereich ist möglich. Die Ausgangsenergie lässt sich steigern, wenn die Faser und die Pulslänge verlängert und auf ein sauberes Strahlprofil verzichtet wird. Damit lassen sich Ausgangsenergien von bis zu 1,33 mJ erreichen, die allerdings nicht für eine Frequenzverdopplung geeignet sind.

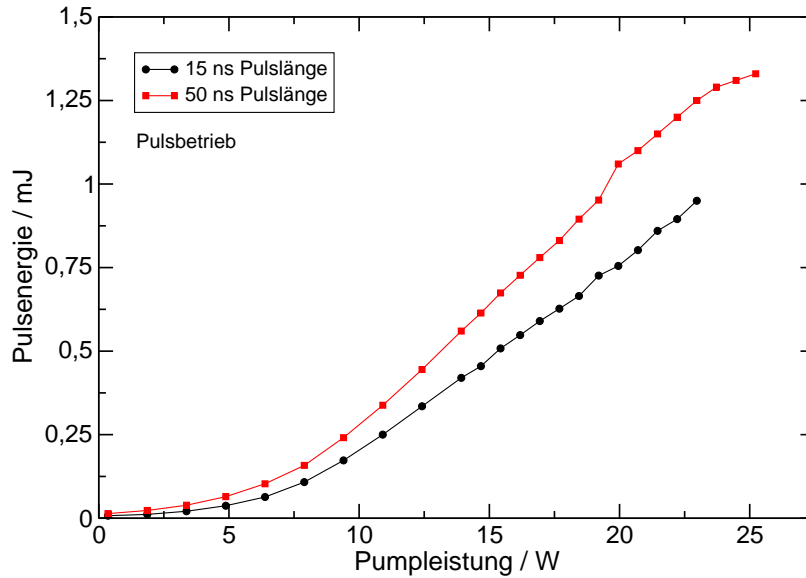


Abbildung 3.31: Energiekennlinie für 15 ns und 50 ns. Die Faserlänge wurde auf 1 m vergrößert. Die Wiederholrate betrug 200 Hz. In dieser Konfiguration lassen sich zwar höhere Energien erzielen, eine effiziente Frequenzverdopplung ist aber nicht möglich, da keine Rücksicht auf Polarisation und Strahlprofil genommen wurde. Die Kurve für 15 ns ist durch SBS, die für 50 ns durch ASE bzw. einsetzende Lasertätigkeit limitiert.

3.9 Frequenzverdopplung

Das vom Faserverstärker produzierte infrarote Licht wird frequenzverdoppelt, so dass Pulse bei einer Wellenlänge von 532 nm erhalten werden. Wie bereits in Kapitel 2.2 erläutert, ist die Transparenz von Wasser in diesem Spektralbereich sehr hoch und daher optimal für den LIDAR Betrieb geeignet.

Dazu wird ein nichtlinearer Typ-II Prozess in Einfachpass-Anordnung zur Frequenzverdopplung in einem KTP-Kristall durchgeführt. Die Abmessungen des Kristalls betragen $3 \times 3 \times 10 \text{ mm}^3$. Eine kritische Phasenanpassung wird für den biaxialen KTP-Kristall für die Schnittwinkel $\theta = 90^\circ$, $\phi = 23,5^\circ$ bei Raumtemperatur erreicht. Weitere Kristallparameter lassen sich aus der Literatur [135] entnehmen oder mit dem Programm SNLO [136] berechnen. Für diese Geometrie besitzt KTP bei Raumtemperatur ein $d_{\text{eff}} = 3,58 \text{ pm/V}$ und eine Winkelakzeptanz von 11,5 mrad. Aufgrund der großen Temperaturbandbreite von $25,4^\circ\text{C}$ wurde auf eine Temperaturstabilisierung verzichtet, um den Aufbau möglichst einfach zu halten. Der *walk-off* beträgt für die außerordentlich polarisierte Komponente 3,16 mrad, und für die frequenzverdoppelte Strahlung 4,13 mrad. Im Vergleich zu anderen nichtlinearen Kris-

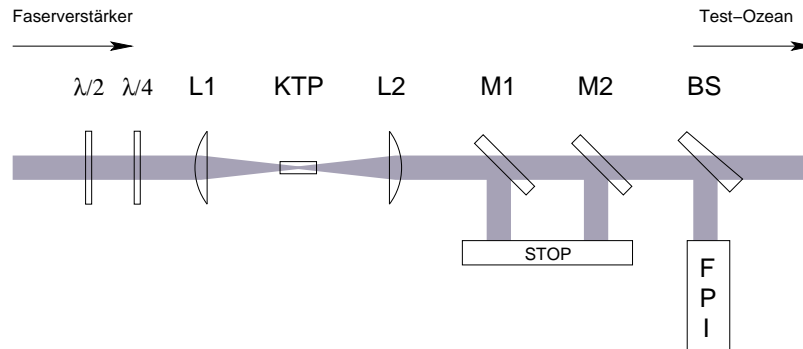


Abbildung 3.32: Schematischer Aufbau der Frequenzverdopplungseinheit. Der vom Faserverstärker emittierte Strahl passiert nacheinander die $\lambda/2$ und $\lambda/4$ -Platten, die Linse L1, den KTP-Kristall und die Kollimationslinse L2. Die Filterspiegel M1, M2 trennen die Fundamentale ab, die von einem Strahlstopper aufgefangen wird. Ein *Beamsample* BS ermöglicht die Analyse in einem Fabry-Perot-Interferometer FPI. Der Hauptstrahl wird abschließend dem Test-Ozean zugeführt.

tallen [135, 136], wie LBO oder BBO besitzt KTP einige vorteilhafte Eigenschaften. Da der von der dritten Stufe emittierte Strahl nicht beugungsbegrenzt ist und somit mit geometrischer Optik durch ein Strahlparameterprodukt beschrieben werden kann, erlaubt die größere Winkelakzeptanz von KTP eine stärkere Fokussierung und damit eine höhere Feldstärke. Positiv wirkt sich auch das hohe d_{eff} auf die Konversionseffizienz aus. Eine Berechnung der Konversionseffizienz mit der SNLO-Software oder Relationen aus der Literatur [137, 138, 139] ist nicht ohne weiteres durchführbar, da hierfür im Allgemeinen nahezu beugungsbegrenzte Strahlung vorausgesetzt wird.

Der Aufbau wurde einfach gehalten und besteht, wie in Abb. 3.32 gezeigt, aus den folgenden Komponenten: Der emittierte Strahl aus der dritten Stufe wird durch zwei Spiegel (nicht dargestellt) in die Verdopplungseinheit gelenkt. Sie besteht aus einer $\lambda/2$ und $\lambda/4$ -Platte zur Einstellung des Polarisationszustandes. Danach folgt die Fokussierlinse L1, mit einer Brennweite von $f = 75$ mm, die den Strahl in den KTP Kristall fokussiert. Die zweite Linse L2 ist für die Kollimation des frequenzverdoppelten Strahls verantwortlich und besitzt die gleiche Brennweite. Bei den zwei Spiegeln M1 und M2 handelt es sich um hochreflektierende Infrarotspiegel, die für den grünen Spektralbereich hochtransmittiv sind. Dadurch wird die Fundamentale sehr effektiv abgetrennt und das erzeugte frequenzverdoppelte Licht kann analysiert werden. Hierzu wird mit dem *Beamsample* BS ein kleiner Teil des Lichtes in ein konfokales Fabry-Perot-Interferometer²⁴ mit einem freien Spektralbereich

²⁴ Toptica, FPI100

von 1 GHz und einer hohen Finesse von bis zu 400 abgezweigt. Hiermit lässt sich die Bandbreite der erzeugten Pulse vermessen.

Nachdem bereits im vorherigen Kapitel aus didaktischen Gründen die Ergebnisse für die Frequenzkonversion vorweggenommen wurden, folgt an dieser Stelle eine Untersuchung der spektralen Eigenschaften. Im Allgemeinen verändert sich die Pulsform und das Spektrum bei der Frequenzverdopplung aufgrund des nichtlinearen Zusammenhangs zwischen der eingestrahnten Fundamentalleistung und der erzeugten zweiten Harmonischen. Für einen gaußförmigen Laserpuls

$$I(t) = I_0 \exp\{-at^2\} \quad (3.23)$$

und einem quadratischen Zusammenhang zwischen der Fundamentalen und der zweiten Harmonischen

$$I_{2\omega} = \alpha I_{\omega}^2 \quad (3.24)$$

verringert sich die Halbwertsbreite der frequenzverdoppelten Pulse um einen Faktor $\sqrt{2}$. Analog dazu vergrößert sich die Bandbreite um den gleichen Faktor. Die hier ideal angenommenen frequenzverdoppelten Pulse sind weiterhin bandbreitenlimitiert. Der quadratische Zusammenhang gilt nicht für beliebig hohe Leistungen. Vielmehr tritt eine Sättigung bei hoher Leistung auf.

Zur experimentellen Überprüfung wurden die Pulslängen vor und nach der Frequenzverdopplung für verschiedene an der Seedquelle eingestellte Pulslängen bestimmt. Die Ergebnisse sind zusammen mit den Werten für die Seedquelle aus Kapitel 3.7.2 in Tabelle 3.4 zusammengestellt.

Der Fehler für die Pulslängenmessung wird mit 0,5 ns abgeschätzt und ist auf die unterschiedlichen Pulsenergien und APD-Vorspannungen für jede Messung zurückzuführen. Für 10 ns und 15 ns werden die Pulse bei der Frequenzverdopplung um einen Faktor $1,46 \pm 0,17$ bzw. $1,35 \pm 0,11$ auf Pulslängen von $7,1 \pm 0,5$ ns bzw. $10,6 \pm 0,5$ ns verkürzt und liegen innerhalb der Fehlerschranken am theoretischen Wert von $\sqrt{2} = 1,414$. Für Pulslängen von 50 ns und 100 ns gilt dieser Zusammenhang nicht, da es sich eher um rechteckige Pulse handelt. Außerdem hängt die Halbwertsbreite der Pulse sehr stark von der Asymmetrie zwischen vorderer und hinterer Pulsflanke und damit auch stark von der Pulsenergie ab. Die Bandbreite der frequenzverdoppelten Pulse wird mit dem Fabry-Perot-Interferometer bestimmt. Dazu wurde an das Spektrum eine Airy-Funktion angepasst und der Fehler der Bandbreitenmessung abgeschätzt. Das Spektrum ist aus vielen einzelnen Laserpulsen aufgebaut. Die Bandbreite ist deswegen ein Mittelwert. Die simultane Bestimmung der Pulsform und des Spektrums eines einzelnen Pulses ist mit diesem Aufbau nicht möglich. In der Tabelle 3.4 sind auch die Ergebnisse der Bandbreitenmessung, zusammen mit dem Pulslängen-Bandbreitenprodukt und dem daraus resultierenden Fourierfaktor zusammengestellt. Der Zusammenhang zwi-

Tabelle 3.4: Gemessene Pulslängen vor und nach der Frequenzverdopplung. Die mit einem Fabry-Perot-Interferometer bestimmte Bandbreite lässt sich als Pulslängen-Bandbreitenprodukt darstellen. Der Fourierfaktor gibt die Entfernung zum theoretischen Minimum von 0,441 an.

Pulslänge (IR)	Pulslänge (grün)	Bandbreite (grün)	$\Delta t \Delta \nu$	Fourierfaktor
10,4 ns	7,1 ns	$62,9 \pm 0,3$ MHz	$0,444 \pm 0,033$	$1,01 \pm 0,07$
14,3 ns	10,6 ns	$48,3 \pm 1,0$ MHz	$0,512 \pm 0,028$	$1,16 \pm 0,06$
47,4 ns	45,3 ns	$18,1 \pm 0,1$ MHz	$0,820 \pm 0,014$	$1,86 \pm 0,03$
97,7 ns	84,1 ns	$15,6 \pm 0,5$ MHz	$1,311 \pm 0,005$	$2,97 \pm 0,11$

schen Pulsform und Bandbreite wurde bereits in Kapitel 3.7 diskutiert. Für Pulslängen von 10 ns und 15 ns liegt die Bandbreite der Pulse mit $1,01 \pm 0,07$ bzw. $1,16 \pm 0,06$ sehr nah am Fourierlimit, so dass von fourierlimitierten Pulsen gesprochen werden kann. Für die längeren Pulse ist die Bandbreite einen Faktor zwei bzw. drei vom Fourierlimit entfernt.

Abschließend ist festzuhalten, dass die erzeugten frequenzverdoppelten Pulse aufgrund ihrer spektralen Eigenschaften optimal zum Vermessen der Brillouin-Verschiebung geeignet sind. Die Pulslänge verkürzt sich von 10 ns auf $7,1 \pm 0,5$ ns. Dabei wird bei einer Wiederholrate von 1 kHz eine Energie von bis zu 131 μ J erhalten. Die gemessene Bandbreite beträgt $62,9 \pm 0,3$ MHz und ist einen Faktor $1,01 \pm 0,07$ vom Fourierlimit entfernt und ist damit als bandbreitenlimitiert zu betrachten.

Sie stellen die höchsten Werte dar, die bisher mit einem Faserverstärker bei diesen spektralen Eigenschaften realisiert wurden.

Test-Ozean und Detektor

Um die Eignung des Faserverstärkers als Strahlquelle für das Brillouin-LIDAR zu überprüfen, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Wasserrohrsystem als Test-Ozean aufgebaut. Es besteht aus zwei Kammern, in denen sich verschiedene Temperaturen einstellen lassen. Dies ermöglicht die Demonstration der Temperaturdiskriminierung, die in dieser Form bisher noch nicht durchgeführt wurde. Für die Detektion der Brillouin-Linien wurde darüber hinaus ein planes Fabry-Perot-Interferometer mit großem freien Spektralbereich konstruiert und erfolgreich zur Messung der Frequenzverschiebung eingesetzt. Die nachfolgenden Kapitel beschreiben zunächst den Aufbau des Wasserrohrsystems, danach wird die Sende- und Empfangsoptik vorgestellt. Dem Detektor ist ein weiteres Kapitel gewidmet, in dem Grundlagen, Aufbau, Frequenzkalibrierung und die Datenauswertung besprochen wird. Abschließend werden die Ergebnisse zweier Messreihen zur temperaturabhängigen Frequenzverschiebung und zur tiefenaufgelösten Temperaturmessung präsentiert. Dabei werden die erreichte Frequenz- bzw. Temperaturgenauigkeit und erstmals die Ortsauflösung diskutiert.

4.1 Aufbau des Test-Ozeans

Der Test-Ozean besteht aus einem mit Wasser gefüllten PVC-Rohrsystem mit einem Außendurchmesser von 90 mm und einer Apertur von 70 mm. Es besitzt zwei Kammern mit einer Länge von je 1,80 m. Das Fassungsvermögen des gesamten Systems beträgt etwa 20 Liter. Die Sende- und Empfangsoptik befindet sich in einem Abstand von 2 m und ist zusammen mit dem Wasserrohr auf einem Aluminiumprofil montiert. Eine Skizze des Wasserrohrs mit allen wichtigen Komponenten ist in Abb. 4.1 dargestellt. An den Enden des Wasserrohrs, sowie zwischen den Kammern sind Glasscheiben unter einem Winkel von 3° angebracht. Dadurch werden Rückreflexe wirksam reduziert und können nicht in die Empfangsoptik gelangen und die Messung

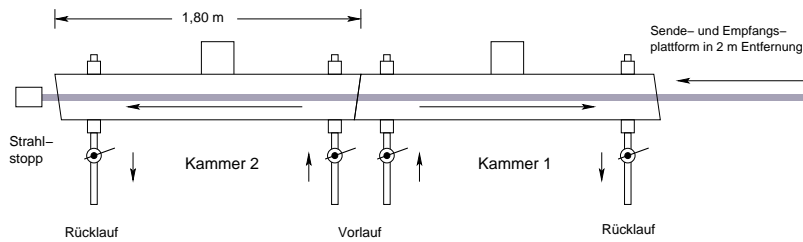


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung des Test-Ozeans, bestehend aus zwei Segmenten. Die Trenn- und Seitenscheiben sind unter einem Winkel von 3° angebracht, um Rückreflexe in den Detektor zu unterdrücken. Jede Kammer kann separat temperiert und umgewälzt werden. Inspektionsöffnungen erlauben das Einführen von Temperaturfühlern in Vor- und Rücklauf.

beeinträchtigen. Die Reflexion an der mittleren Glasscheibe für den Wasser-Glas-Übergang beträgt etwa 0,25 %. Die Länge der Kammern von 1,80 m ist kompatibel mit der Verwendung von Pulslängen zwischen 10 ns und 15 ns, da damit eine korrespondierende Ortsauflösung von 1,13 m bzw. 1,69 m verbunden ist. Jede Kammer enthält einen Vor- und Rücklauf, sowie drei Inspektionsöffnungen. Die Zirkulation des Wassers erfolgt von der Rohrmitte nach außen, um den Temperaturunterschied zwischen den zwei Kammern möglichst effektiv aufrecht zu erhalten. In zwei kleine Inspektionsöffnungen an den Kammerenden lassen sich Temperaturfühler zur Überwachung der Vor- und Rücklauftemperatur einführen. Die große Inspektionsöffnung in der Mitte erlaubt das Einbringen von Streukörpern und dient auch der Befüllung. Das Wasserrohr ist mit zweifach destilliertem Wasser befüllt, dessen Salzgehalt praktisch vernachlässigbar ist. Die Wasserqualität nimmt im Laufe der Zeit deutlich ab, da hierfür keine besonderen Vorkehrungen in Form einer Quarzglasapparatur oder eines geschlossenen Systems getroffen wurden. Vielmehr bilden sich nach mehreren Monaten weißlich transparente Algen, die sich im Laserstahl durch intensives kurzzeitiges Aufleuchten bemerkbar machen. Im Umwälzkreislauf befindet sich deshalb ein Mikrofilter mit einer Porengröße von $0,2\ \mu\text{m}$, der effektiv Partikel aus dem Wasser entfernt. Um den Algenwuchs einzudämmen, wurde weiterhin eine UV-Lampe im Wasserkreislauf installiert. Das UVC-Licht schädigt das Erbgut der Algen und vermindert dadurch deren Fortpflanzungsfähigkeit. Abschließend ist noch anzumerken, dass die Wasserqualität für die Genauigkeit der Temperaturmessung nicht von zentraler Bedeutung ist. Vielmehr wird nur die Penetrationstiefe herabgesetzt. Als grober Indikator für die Wasserqualität lässt sich der Absorptionskoeffizient γ des Wassers heranziehen. Für $\lambda = 532,5\ \text{nm}$ beträgt er $\gamma = 0,0447 \pm 0,0017\ \text{m}^{-1}$ [22] (vgl. Kapitel 2.2). Exakte Messungen erfordern

einen erheblichen experimentellen Aufwand. Für eine grobe Abschätzung reicht jedoch eine einfache Transmissionmessung mit Korrektur der Fresnelverluste völlig aus. Für mit Algen kontaminiertes Wasser wurden Absorptionskoeffizienzen von bis zu $\gamma = 0,48 \text{ m}^{-1}$ gemessen. Bei frischem Wasser beträgt der Absorptionskoeffizient typischerweise $\gamma = 0,07 \text{ m}^{-1}$ und liegt recht Nahe am Wert für die Präzisionsmessung an hochreinem Wasser. Die Wassertemperatur jeder Kammer lässt sich mit Verwendung eines Aquariumkühlers¹ und eines Durchflusserhitzers² auf Wassertemperaturen zwischen 4°C und 35°C einstellen. Durch Verwendung von zusätzlichem Eis bzw. warmem Wasser lässt sich die Wassertemperaturspanne auf 2,5°C bis 40°C ausdehnen. Bei der Temperierung der zwei Kammern ist auf eine gute Durchmischung zu achten. Es können sich u.U. Schichten unterschiedlicher Temperatur ausbilden, wenn das Wasser nicht umgewälzt wird. Während der Umwälzung dagegen kann sich aufgrund der laminaren Strömung ein radialer Temperaturunterschied ergeben. Beide Situationen müssen kontrolliert werden, wenn die Temperatur präzise gemessen werden soll. Eine stark inhomogene Temperaturverteilung lässt sich bereits mit bloßem Auge erkennen. Die Inhomogenität macht sich durch Brechungsindexunterschiede und einer Verzerrung des Bildes bemerkbar. Eine Messung mit Salzwasser wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt, ist aber problemlos möglich, da alle Bauteile salzwasserbeständig sind.

4.2 Sende- und Empfangsoptik

Die Sendeoptik um das Licht des gepulsten Faserverstärkers in das Wasserrohr zu leiten, dargestellt in Abb. 4.2, besteht im Wesentlichen aus zwei Spiegeln für die Kontrolle der Strahlage. Einer der Spiegel befindet sich dabei auf dem optischen Tisch und lenkt den Strahl durch ein Messingrohr zur Plattform mit der Sende- und Empfangsoptik. Der andere Spiegel M1 befindet sich auf der Plattform und lenkt den Strahl direkt in das Wasserrohr, welches sich in einem Abstand von 2 m befindet. Der Sendestrahl, der nach der Frequenzverdopplung in dem KTP-Kristall zur Verfügung steht (vgl. Kapitel 3.9), wird dabei möglichst gut kollimiert, um die Divergenz im Wasserrohr zu minimieren. Das Streulicht wird unter einem möglichst kleinen Winkel vom Spiegel M2 in Richtung Empfangsteleskop reflektiert. Der Spiegel M2 ist D-förmig und besitzt ein keilförmig geschliffenes Substrat, um möglichst nah am Sendestrahl platziert zu werden. Der damit realisierte Rückstreuwinkel beträgt 179,85°. Die benötigte relative Frequenzkorrektur gemäß Gleichung (2.7) für

¹ Aqua Medic Titan 500

² Eheim ETH 300, 300W

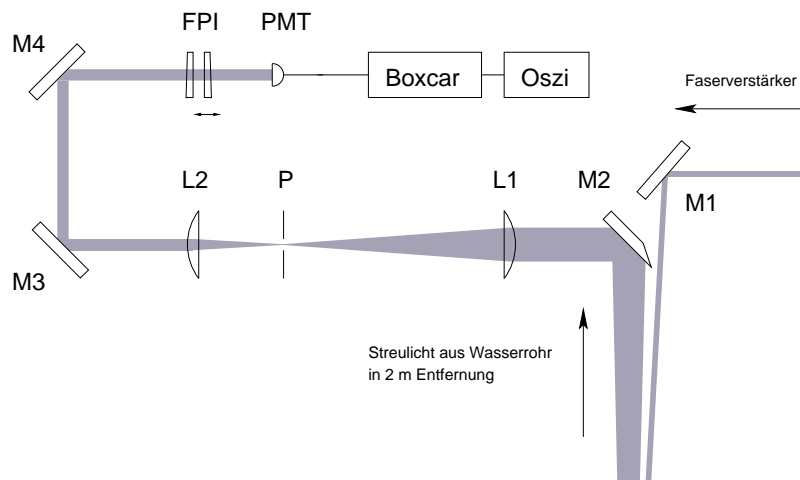


Abbildung 4.2: Schematischer Aufbau der Sende- und Empfangsoptik, sowie des Detektors. Die Sendeoptik besteht aus zwei Spiegeln, einem auf dem optischen Tisch (nicht dargestellt) und dem Spiegel M1 zur Kontrolle der Strahlage. Das Streulicht wird mit dem Spiegel M2 durch das Teleskop (L1, L2) und den Spiegeln (M3, M4) in das Fabry-Perot-Interferometer FPI gelenkt und im Photomultiplier PMT detektiert. L1 und das Pinhole P definieren das Detektionsvolumen.

die Brillouin-Verschiebung beträgt $3,5 \cdot 10^{-6}$ und ist vernachlässigbar, da sie im Kilohertzbereich liegt. Das Teleskop, bestehend aus Linse L1 und L2, sorgt zusammen mit dem Pinhole P für eine räumliche Selektion des Detektionsvolumens. Das Streulicht wird mit der Linse L2 als paralleles Strahlenbündel dem Fabry-Perot-Interferometer zugeführt. Die Abbildungsoptik lässt sich durch Gegenstandsweite und Tiefenschärfe charakterisieren. Die Gegenstandsweite ist dabei so einzurichten, dass Streulicht aus dem Bereich der Trennscheibe zwischen den zwei Kammern abgebildet wird. Dabei muss die Tiefenschärfe ausreichend groß sein, um beide Kammern zu erfassen. Die Brennweiten der beiden Linsen betragen 125 mm bzw. 50 mm, was eine Verkleinerung um den Faktor 2,5 bewirkt. Der Durchmesser des Pinholes beträgt $100 \mu\text{m}$ und die Tiefenschärfe der Abbildungsoptik beträgt min. 1 m [140] und kann durch Verkleinern der Apertur mit einer Irisblende vor der Linse L1 (nicht dargestellt) vergrößert werden. Die Konstruktion der Abbildungsoptik fand unter zwei Randbedingungen statt, dem begrenzten Platzbedarf auf der Plattform und der Winkelakzeptanz des Fabry-Perot-Interferometers. Die Winkelakzeptanz ist dabei mit der Finesse bzw. der Frequenzauflösung verbunden und wird später in Kapitel 4.3.1 vertieft.

Die zwei Spiegel M3 und M4 erlauben die präzise Abstimmung des Streulichtes auf das Interferometer. Dieses ist senkrecht montiert um das Verkippen

des Interferometerspiegels während des Durchstimmens zu verhindern. Der Photomultiplier PMT detektiert abschließend das Streulicht.

4.3 Detektor

Fabry-Perot-Interferometer (FPI) werden seit Jahrzehnten erfolgreich für spektroskopische Anwendungen [141], zur Frequenzselektion in Laserresonatoren [134], als spektrale Filter [75] etc. eingesetzt. Sie existieren als plane oder konfokale Varianten und können je nach Applikation statisch (*solid*) oder dynamisch (*scanning*) betrieben werden [142, 143]. Zur Laserstabilisierung bis in den Sub-Hertzbereich werden mit viel technischem Aufwand hochstabile Fabry-Perot-Interferometer mit sehr hoher Finesse eingesetzt [144, 145]. Für die präzise Vermessung der Brillouin-Streuung in verschiedenen Stoffen werden seit den 30er Jahren Fabry-Perot-Interferometer verwendet [146]. Zur Steigerung des Kontrastverhältnisses lassen sich auch Multipass-Tandem-Interferometer verwenden [147].

Der Detektor zum Nachweis der Brillouin-Streuung in dieser Arbeit basiert auf einem planen Fabry-Perot-Interferometer. Das Streulicht aus dem Testozean wird dabei geometrisch durch die Empfangsoptik abgebildet. Mit einem planen Fabry-Perot-Interferometer lässt sich das Streulicht effizienter ausnutzen als mit einem konfokalen Fabry-Perot-Interferometern, da bei diesen die Eigenmode genau getroffen werden muss.

Die zentralen Relationen werden kurz zusammengefasst, für eine eingehende Betrachtung wird auf die Referenzen [108, 109, 134] verwiesen. Speziell die Faktoren, die bei einem planen FPI die Finesse und damit die Frequenzauflösung beeinflussen, werden angeführt [142, 143]. Danach wird der Aufbau des Interferometers beschrieben und die Kalibrierungsprozedur des freien Spektralbereichs erläutert.

4.3.1 Grundlagen

Das Transmissionsverhalten eines Fabry-Perot-Interferometers entsteht durch Vielstrahlinterferenz zwischen zwei Spiegeln. Die spektrale Transmission wird durch die Airy-Funktion

$$A(\delta) = \frac{1}{1 + \frac{4}{\pi^2} F^2 \sin^2(\delta/2)} \quad (4.1)$$

in Abhängigkeit des Phasenfaktors δ und der Finesse F beschrieben. Der freie Spektralbereich FSR gibt den spektralen Abstand der Resonanzen des Interferometers an und ist mit dem Spiegelabstand L und der Lichtgeschwindigkeit c für plane Spiegelflächen gegeben durch

$$\text{FSR} = \frac{c}{2L}. \quad (4.2)$$

Die Finesse F beschreibt die Güte des Interferometers bzw. ist ein Maß für die Anzahl der im Interferometer umlaufenden Strahlen, die konstruktiv zur Interferenz beitragen. Sie ist mit der spektralen Breite der Resonanzlinien $\delta\nu$ und dem freien Spektralbereich FSR durch

$$F = \frac{\text{FSR}}{\delta\nu} \quad (4.3)$$

verknüpft. Die erreichbare Gesamtfinesse F setzt sich dabei aus mehreren Beiträgen gemäß

$$\frac{1}{F^2} = \frac{1}{F_R^2} + \frac{1}{F_O^2} + \frac{1}{F_P^2} + \frac{1}{F_D^2} \quad (4.4)$$

zusammen. Die Reflektivitätsfinesse F_R hängt nur von der Reflektivität R der Spiegel ab

$$F_R = \frac{\pi \sqrt{R}}{1 - R}. \quad (4.5)$$

Die Oberflächenqualität M der Spiegel wird gewöhnlich als Bruchteil der Wellenlänge ($\lambda/100$; $M = 100$) vom Hersteller angegeben und limitiert ebenfalls die Anzahl umlaufender Strahlen, die sich konstruktiv überlagern können. Für die zugehörige Finesse F_O gilt

$$F_O = \frac{\lambda}{2M}. \quad (4.6)$$

Beide Beiträge sind ausschließlich von den Spiegeleigenschaften abhängig. Die zwei letzten Finessebeiträge hängen dagegen von der Justage und der Wellenlänge des verwendeten Lichtes ab. Eine Abweichung von der parallelen Ausrichtung der Spiegel um den Winkel θ , führt bei einem Strahldurchmesser D zu einer Parallelitätsfinesse F_P von

$$F_P = \frac{\lambda}{2D\theta} = \frac{\lambda}{2\Delta d}. \quad (4.7)$$

Dabei kann die Fehlausrichtung auch mit einem um Δd abweichenden Spiegelabstand erklärt werden. Abschließend ist festzustellen, dass der Idealfall der Beleuchtung mit parallelem Licht oft nicht zutrifft. Unter realen Bedingungen wird nicht mit idealen Punktquellen gearbeitet, sondern mit endlichen Aperturen bzw. Restdivergenzen im Strahl. Diese wirken sich ebenfalls auf die Finesse aus, die hier als Pinhole- oder Divergenzfinesse F_D bezeichnet wird.

$$F_D = \frac{\lambda}{L \theta^2} = 4 \frac{\lambda}{L} \frac{f^2}{B^2} \quad (4.8)$$

Hierbei bezeichnet L den Spiegelabstand und θ die Divergenz des Strahls. Für eine Abbildung durch eine Blende mit Durchmesser B und anschließender Kollimation mit einer Linse der Brennweite f lässt sich dieser Zusammenhang ebenfalls anwenden.

4.3.2 Aufbau

Das konzipierte plane Fabry-Perot-Interferometer lässt sich auf einen freien Spektralbereich zwischen 4 - 25 GHz einstellen [148, 149]. Der freie Spektralbereich sollte dabei mindestens 18 GHz betragen, um die zwei Brillouin-Linien deutlich zu trennen. Für die in den folgenden Kapiteln präsentierten Ergebnisse betrug der freie Spektralbereich etwa 20 GHz, der für einen Spiegelabstand von 7,5 mm erreicht wird. Die Feingewindeschrauben zum parallelen Ausrichten der Spiegel sind zusätzlich mit piezoelektrischen Aktuatoren untersetzt, um eine weitere berührungsfreie Präzisionsjustagemöglichkeit zu erhalten. Die verwendeten planen Spiegel $\lambda/100$ -Substrate³ mit einer nominellen Reflektivität von 98,5 %. Die Rückseite der Spiegel ist unter einem Winkel von 30 Bogenminuten geschliffen, um Interferenzeffekte zu unterdrücken. Weiterhin ist diese Seite mit einer Antireflexionsbeschichtung versehen, um eine spannungsinduzierte Krümmung der Vorderseite zu kompensieren. Die Spiegel besitzen eine Reflektivitätsfinesse von 208 und eine Oberflächenfinesse von 50. Die gemäß Gleichung (4.4) erreichbare Gesamtfinesse beträgt 48,6. Wird der Spiegel nicht komplett ausgeleuchtet, so kann die Oberflächenfinesse lokal auch deutlich höher liegen. Experimentell lässt sich eine Gesamtfinesse von knapp über 200 erreichen. In diesem Fall ist die Finesse nur durch die Reflektivität limitiert.

Weiterhin bewirkt die Strahldivergenz, die durch das Pinhole mit einem Durchmesser von 100 μm und der zweiten Linse des Teleskops mit der Brennweite 50 mm verbunden ist, einen Finessebeitrag von $F_D = 106$. Werden alle Finessebeiträge gemäß Gleichung (4.4) kombiniert, wird eine Finesse von 44,2 erhalten. Dominiert wird dieser Wert durch den kleinsten Beitrag, der Oberflächenqualität. Wie bereits erwähnt kann sie bei kleinem Strahldurchmesser und bei einer guten Stelle auf dem Spiegel durchaus höher liegen. Experimentell liegt die erreichbare Finesse bei der Aufnahme der Streuspektren im Bereich 20-40. Aufgrund der geometrischen Abbildung des Steulichtes durch die Empfangsoptik beträgt der Strahldurchmesser vor dem Interferometer etwa 5 mm, leuchtet den Spiegel also nur teilweise aus.

³ Layertec GmbH, Bernhard Halle Nachfl. GmbH

4.3.3 Kalibrierung

Um die spektrale Lage der Brillouin-Linien mit einer Genauigkeit von wenigen MHz zu bestimmen, ist eine Kalibrierung des Interferometers unerlässlich. Die hierfür gewünschte Genauigkeit von wenigen MHz, bei einem freien Spektralbereich (FSR) von etwa 20 GHz, erfordert die Kenntnis aller beeinflussender Faktoren mit einer relativen Genauigkeit von 10^{-3} - 10^{-4} . Dabei gibt es zwei hauptsächliche Einflussquellen. Zum einen muss der Abstand L der Spiegel bzw. der freie Spektralbereich genau bekannt sein. Zum anderen ist die nichtlineare Ausdehnung des Piezos, des Interferometers zu berücksichtigen, da damit auch eine nichtlineare Frequenzachse des Streuspektrums verbunden ist. Dieses Kapitel beschäftigt sich zunächst mit der Kalibrierung des FSR. Die Nichtlinearität des Piezos lässt sich später bei der Auswertung berücksichtigen. Die entsprechende Prozedur wird in Kapitel 4.4 beschrieben.

Die Kalibrierung des FSR erfolgt im kontinuierlichen Betrieb des Faserverstärkers. Dazu wird, wie in Kapitel 3.7 beschrieben, der Analysator hinter dem EOM der Seedquelle gedreht. Ein Vorteil des verwendeten gitterstabilisierten Diodenlasers (ECDL) ist neben der Frequenzstabilität auch die Möglichkeit, die Emissionswellenlänge periodisch durchzustimmen [132, 133]. Dazu wird der Winkel des Gitters von einem Piezoelement leicht verändert und der Diodenstrom entsprechend nachgeführt, um ein modensprungfreies Durchstimmen zu erreichen. Experimentell wurde ein modensprungfreier Durchstimmbereich von mehr als 60 GHz im grünen Spektralbereich realisiert. Wird das Interferometer statisch betrieben, lassen sich Resonanzlinien für jeden überstrichenen freien Spektralbereich beobachten. Simultan dazu werden die Resonanzen eines weiteren statischen konfokalen Interferometers⁴ mit bekanntem FSR von 1 GHz aufgezeichnet. In Abb. 4.3 ist exemplarisch ein Datensatz mit den unterschiedlichen Resonanzlinien der beiden Interferometer zu sehen. Deutlich lässt sich das engmaschige Linienmuster des 1 GHz-Interferometers erkennen. Durch Vergleich der zwei Resonanzliniensätze kann auf den unbekannten FSR geschlossen werden [27]. Dazu wird in einem ersten Schritt eine Airy-Funktion mit einer nichtlinearen Frequenzachse an die Resonanzen im Abstand von 1 GHz angepasst, um evtl. Nichtlinearitäten der Frequenzscans zu kompensieren. Mit den auf diese Weise bestimmten Frequenzmarkern lässt sich die horizontale Achse des unbekannten Interferometers kalibrieren. In einem letzten Schritt wird dann eine Airy-Funktion zum Bestimmen des unbekannten freien Spektralbereichs angepasst. Diese Prozedur ergab für die Daten in Abb. 4.3 einen Wert von $20,074 \pm 0,001$ GHz und wurde bei der Messreihe für die orts aufgelöste Temperaturmessung ermittelt. An dieser Stelle sei noch darauf hingewiesen, dass die Kalibrierung

⁴ Toptica FPI100

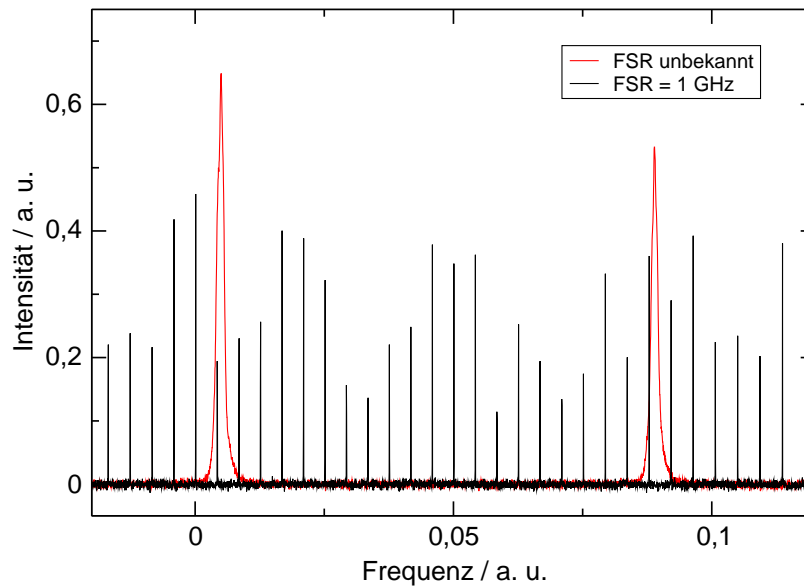


Abbildung 4.3: Resonanzlinien der zwei statisch betriebenen Interferometer mit bekanntem FSR von 1 GHz und dem unbekannten FSR des planen Interferometers. Die Kalibrierung ergab einen freien Spektralbereich von $20,074 \pm 0,001$ GHz und wurde für die Datenreihe der tiefenaufgelösten Temperaturmessung ermittelt.

nach jeder Justage des Interferometers neu durchgeführt werden muss. Liegen die gemessenen Frequenzverschiebungen systematisch ober- oder unterhalb der Theoriekurve ist dies in den meisten Fällen auf eine fehlerhafte Kalibrierung zurückzuführen.

4.4 Datenauswertung

Um die Frequenzverschiebung aus einem gemessenen Spektrum zu extrahieren, wird die folgende Auswerteprozedur durchgeführt. Benötigt werden Streuspektren in denen, aufgrund der Periodizität des Interferometers, mindestens zwei Rayleigh-Linien und den jeweils rot- und blauverschobenen Brillouin-Linien enthalten sein müssen. Zur besseren Verdeutlichung ist in Abb. 4.4 ein gemessenes Spektrum dargestellt. Die Auswertung basiert im Wesentlichen auf dem Anpassen einer Modellfunktion an die Messdaten und wurde mit dem Levenberg-Marquardt-Algorithmus des Programms LabView⁵ durchgeführt. Dadurch lässt sich mit dem FSR, der durch die Kalibrierungsprozedur aus dem vorigen Kapitel bestimmt wurde, die Frequenzverschiebung ν_B berechnen. Eine Fehlerabschätzung ist mit dem Residuum und der

⁵ Labview 8.2.1, National Instruments

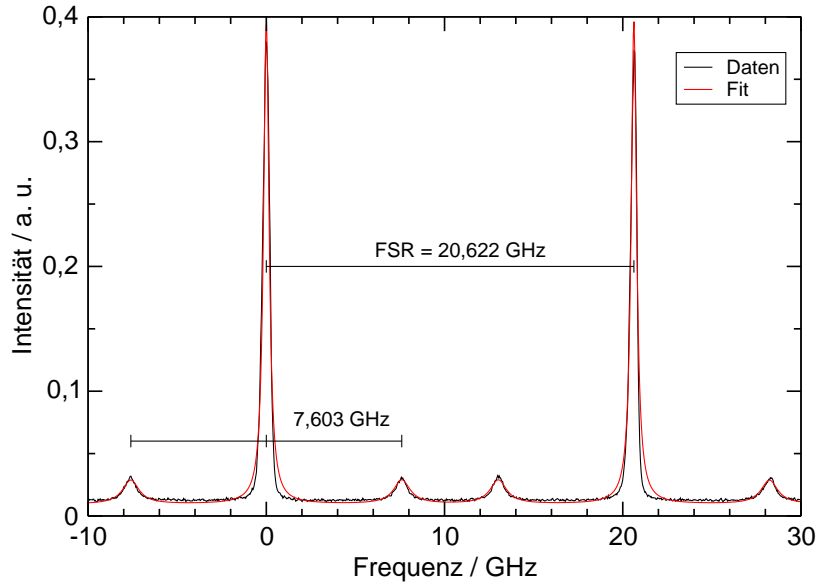


Abbildung 4.4: Gemessenes Brillouin-Spektrum für eine Wassertemperatur von $33,6 \pm 0,2^\circ\text{C}$. Die Nichtlinearität der Frequenzachse wurde für diese Darstellung kompensiert. Neben den Messdaten ist auch die angepasste Funktion zu erkennen, die sehr gut die Messdaten reproduziert. Die aus den Daten bestimmte Frequenzverschiebung beträgt $7,603 \pm 0,015 \text{ GHz}$.

Kovarianzmatrix des Anpassungsprozesses möglich [150, 151]. Ein wichtiger Schritt bei der Auswertung ist die Korrektur der Frequenzachse, die durch die nichtlineare Ausdehnung des Ringpiezos des Interferometers nötig wird. Die nichtlineare Korrektur lässt sich aus den Symmetrieeigenschaften der Spektren berechnen, da der Abstand zwischen Rayleigh- und Brillouin-Linie für alle vier Brillouin-Linien gleich sein muss. Die Anpassung der Modellfunktion mit der nichtlinearen Korrektur erfordert einige vorbereitende Schritte um geeignete Startwerte für die Parameter zu finden. Das implementierte Labview-Programm ermöglicht die Darstellung der Messdaten und die graphische Markierung der Rayleigh- und der Brillouin-Linien. Aus den Markierungen werden Startwerte für einen ersten vorbereitenden Anpassungsschritt gewonnen. Dazu werden die Rayleigh-Linien durch eine Airy-Funktion

$$A(x) = \frac{a}{1 + \frac{4}{\pi^2} F^2 \sin^2\left(\pi \frac{x-u}{l}\right)} \quad (4.9)$$

und die Brillouin-Linien durch vier unabhängige Lorentz-Funktionen

$$L(x) = b_i \frac{d_i^2}{4(x - v_i)^2 + d_i^2} \quad (4.10)$$

an die Messdaten angepasst. Hierbei bezeichnet F die Finesse der Airy-Funktion und a die Amplitude. Die Position der ersten Airy-Linie ist durch u und der Abstand mit l bezeichnet. Die vier Lorentz-Funktionen sind jeweils durch die Position v_i , die Amplitude b_i und die Halbwertsbreite d_i beschrieben. Durch die graphische Markierung sind die Startwerte hinreichend gut und bewirken eine zuverlässige Konvergenz.

Die gefundenen Parameter werden dann zur Bestimmung der Startwerte für den zweiten Anpassungsschritt, bei dem die Nichtlinearität der Frequenzachse kompensiert wird, verwendet. Dazu wird die Variable x der willkürlich skalierten Frequenzachse durch eine quadratische Gleichung

$$x = e + f x' + g x'^2 \quad (4.11)$$

ersetzt. Gleichzeitig wird für alle vier Brillouin-Linien ein gemeinsamer Abstand w , eine Höhe b und eine Breite d angenommen. Die gesamte Anpassungsfunktion für die nichtlineare Korrektur lautet zusammen mit Gleichung (4.11)

$$\begin{aligned} f(x') = & \frac{a}{1 + \frac{4}{\pi^2} F^2 \sin^2(\pi \frac{x-u}{l})} \\ & + b \frac{d^2}{4(x - (u - w))^2 + d^2} \\ & + b \frac{d^2}{4(x - (u + w))^2 + d^2} \\ & + b \frac{d^2}{4(x - (u + l - w))^2 + d^2} \\ & + b \frac{d^2}{4(x - (u + l + w))^2 + d^2} \\ & + o. \end{aligned} \quad (4.12)$$

Die Startparameter für e , f , g und w werden durch Lösen eines Gleichungssystems bestimmt, dass durch Einsetzen der Wertepaare $(v_1, u - w)$, $(v_2, u + w)$, $(v_3, u + l - w)$ und $(v_4, u + l + w)$ in Gleichung (4.11) erhalten wird. Durch Einfügen der nichtlinearen Frequenzachse hängt die Konvergenz der Anpassung sehr empfindlich von der Qualität der Startparameter ab. Dies rechtfertigt den vorigen Anpassungsschritt, um hochwertige Startwerte für die nichtlineare Korrektur zu bestimmen. Die gesamte Prozedur läuft automatisch, sobald die Rayleigh- und Brillouin-Linien in den Datensätzen des LabView-Programms graphisch markiert worden sind und konvergiert in den überwiegenden Fällen.

Die absolute Frequenzverschiebung wird durch Umskalieren mit dem bekannten FSR

$$\Delta\nu = \frac{w}{l} \text{FSR} \quad (4.13)$$

erhalten. Eine Fehlerabschätzung lässt sich mit dem Diagonalelement der Kovarianzmatrix C_{ii} und dem Residuum χ^2 der Anpassungsprozedur für den Parameter p_i gemäß

$$\delta p_i = \sqrt{\frac{\chi^2 C_{ii}}{f}} \quad (4.14)$$

durchführen [150, 151]. Das Residuum ist die Summe der quadratischen Abweichungen jedes Datenpunktes und wird von dem Levenberg-Marquardt Algorithmus ausgegeben. Die Anzahl der Freiheitsgrade f ist gegeben durch die Anzahl der Datenpunkte abzüglich der freien Parameter der Anpassungsprozedur.

In Abb. 4.4 ist das Resultat der Auswertprozedur für eine Wassertemperatur von $33,6 \pm 0,2^\circ\text{C}$ dargestellt. Für die Abbildung wurde die nichtlineare Frequenzachse kompensiert. Die angepasste Kurve ist durchgezogen dargestellt und reproduziert sehr gut die gemessenen Daten. Abweichungen am Fuß der Airy-Funktion deuten auf eine etwas höhere Finesse hin als durch die Anpassungsprozedur ermittelt. Ursächlich hierfür kann eine unterliegende Doppelpeakstruktur mit hoher Finesse oder die Sättigung des Photomultipliers sein.

Für den FSR ergab die Kalibrierung gemäß Kapitel 4.3.3 einen Wert von $20,622 \pm 0,001$ GHz. Der aus der Anpassung erhaltene Wert für die Frequenzverschiebung beträgt $7,603 \pm 0,015$ GHz und stimmt mit dem Theoriewert von 7,6045 GHz sehr gut überein.

4.5 Messung der temperaturabhängigen Frequenzverschiebung

Die eingesetzten Temperaturfühler⁶ besitzen eine absolute Genauigkeit von 1°C mit einem relativen Messfehler von 0,3 %. Realistisch liegt die absolute Genauigkeit im Bereich $0,2 - 0,4^\circ\text{C}$.

Weiterhin ist festzuhalten, dass die Pumpe keinen Einfluss auf die Frequenzmessung hat, sofern keine Vibrationen auf das Interferometer einwirken können. Eine Beeinflussung aufgrund der Strömungsgeschwindigkeit des Wassers ist vernachlässigbar.

Für verschiedene Wassertemperaturen werden nun Spektren aufgenommen und gemäß der Auswertprozedur in Kapitel 4.4 auf die Frequenzverschiebung untersucht. Für die Aufnahme der Spektren wird ein Boxcar-

⁶ Voltcraft K204

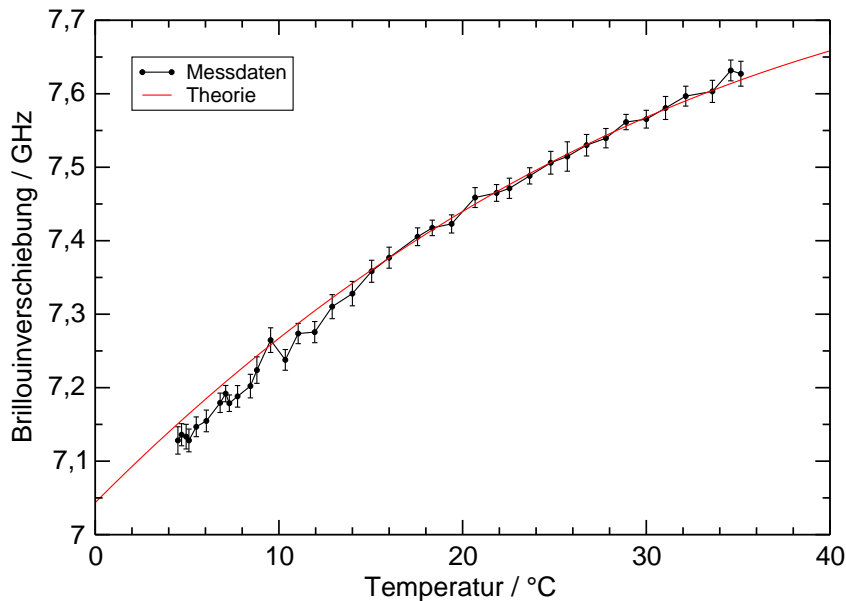


Abbildung 4.5: Messung der temperaturabhängigen Frequenzverschiebung. Aufgetragen sind neben den Messwerten auch die Theoriekurve, die oberhalb von 15°C sehr gut reproduziert wird. Für niedrige Temperaturen lag keine homogene Wassertemperatur vor. Dies erklärt die systematische Abweichung. Die Fehlerabschätzung wurde mit dem Residuum des Anpassungsalgorithmus vorgenommen.

Integrator⁷ verwendet. Die Gategröße beträgt 20 ns und erfasst Streulicht aus beiden Kammern, in denen die gleiche Temperatur herrscht. Der Faserverstärker liefert für diese Messung Pulsenergien von 17,7 μJ bei einer Repetitionsrate von 4,5 kHz. Die Messung eines Spektrums besteht aus ca. 140 000 Laserpulsen und dauert ca. 50 Sekunden. Der Boxcar-Integrator bildet einen gleitenden Durchschnitt über zehn Messungen. Die gemessene temperaturabhängige Frequenzverschiebung, die durch Auswertung aller Spektren erhalten wird, ist mit der Theoriekurve [21, 61] in Abb. 4.5 zusammengestellt. Die Übereinstimmung mit der Theoriekurve ist, abgesehen von einzelnen Abweichenden Datenpunkten, exzellent. Die systematische Abweichung unterhalb von 15°C ist auf eine inhomogene Wassertemperatur aufgrund verbleibender Reste des zugesetzten Eises zurückzuführen. Für einen verschwindenden Salzgehalt ist eine Frequenzunsicherheit von 1 MHz mit einer Temperaturunsicherheit von 0,06°C verbunden [61]. Der mittlere Fehler aller Messpunkte beträgt 14,4 MHz, der sich in eine Temperaturunsicherheit von 0,86°C überträgt.

⁷ Stanford Research, SRS-250

Der durch die Anpassungsprozedur bestimmte Wert für die Frequenzverschiebung basiert im Wesentlichen auf der Schwerpunktbestimmung der Rayleigh- und Brillouin-Linien. Deswegen ist der Anpassungsprozess nicht empfindlich gegenüber Abweichungen im Bereich des Sockels der Airy- oder Lorentz-Funktionen. Eine Abweichung führt aber zu einem größeren Residuum und damit zu einer größeren Fehlerabschätzung. Mit Blick auf Abb. 4.5 lässt sich feststellen, dass die Fehlerabschätzung tendenziell etwas zu große Fehlerwerte liefert. Ursächlich hierfür kann ein nicht ausreichendes Signal-zu-Rauschverhältnis sein oder die bereits erwähnten Abweichungen von der Modellfunktion im Bereich des Sockels. Wird die mittlere quadratische Abweichung zwischen Theorie und gemessenen Frequenzwerten oberhalb von 15°C gebildet, beträgt die Frequenzunsicherheit 1,3 MHz. Die damit verbundene Temperaturgenauigkeit von 0,08°C ist sehr gut und unterschreitet sogar die Messgenauigkeit der eingesetzten Temperaturfühler. Durch Verbesserung der Datenaufnahme und der Auswertungsprozedur lässt sich das Residuum des Anpassungsalgorithmus weiter verringern und die Fehlerabschätzung dadurch realistischer gestalten.

4.6 Ortsaufgelöste Messung der Wassertemperatur

Das in den vorherigen Kapiteln beschriebene Verfahren und die präsentierten Ergebnisse haben gezeigt, dass das Gesamtsystem in der Lage ist, Frequenzverschiebungen bzw. Wassertemperaturen mit hoher Genauigkeit zu bestimmen. Da mit der Bezeichnung LIDAR aber immer auch eine ortsbezogene Messung verbunden ist, werden in diesem Abschnitt Ergebnisse vorgestellt, die erstmals eine örtliche Diskriminierung der Wassertemperatur demonstrieren. Solch eine Messung wurde bisher in der Literatur nicht beschrieben und stellt zusammen mit der Verwendung des Faserverstärkers als Strahlquelle, einen wichtigen Schritt in Richtung eines praxistauglichen Systems dar. Die Selektion des Ortes geschieht dabei über die Laufzeit des Lichtes und wird über eine einstellbare Verzögerung am Boxcar-Integrator realisiert. Damit lassen sich Spektren für unterschiedliche Streuorte aufnehmen. Ein Tiefenprofil wird dann durch sequentielles Aufnehmen von Spektren für unterschiedliche Streuorte erhalten. Die Aufnahme eines Tiefenprofils dauert mit dieser Technik vergleichsweise lange. Die Datenpunkte zwischen den Rayleigh- und Brillouin-Linien sind außerdem für die eigentliche Bestimmung der Frequenzverschiebung nicht relevant, werden aber für ein vollständiges Spektrum trotzdem aufgenommen. Später wird mit dem ESFADOFF-Detektor die in Kapitel 2.5.2 vorgestellte Kantenfiltertechnik eingesetzt. Sie erlaubt die direkte Aufnahme des Tiefenprofils durch die Bestimmung der zeitabhängigen Transmission. Das Tiefenprofil wird durch Skalieren der Zeitachse in eine

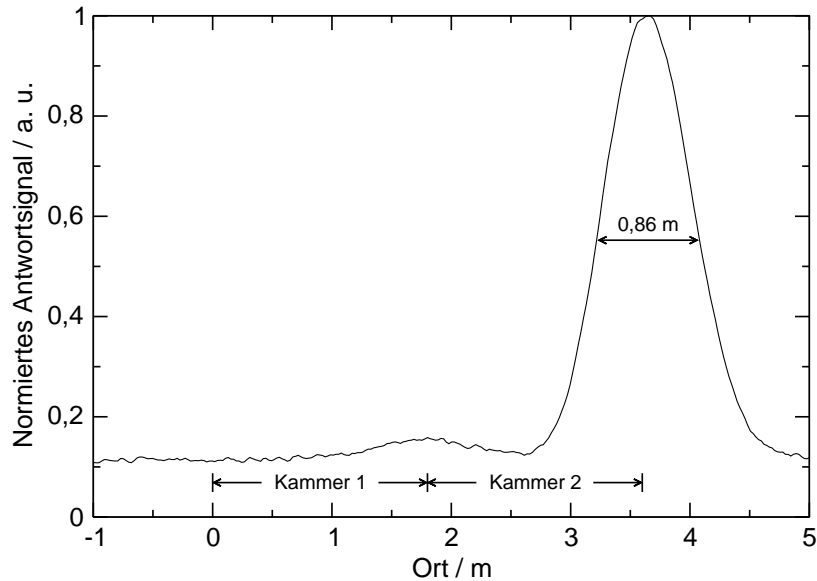


Abbildung 4.6: Streulichtantwort aus dem Wasserrohr aus unterschiedlichen Tiefen ohne Verwendung des Interferometers. Deutlich zu erkennen ist das intensive Streulicht aus dem Strahlstopper. Außerdem ist vermehrtes Streulicht von der Trennscheibe zwischen den zwei Kammern zu beobachten. Beiträge durch Brillouin-Streuung sind in dieser Darstellung nicht sichtbar. Die räumliche Auflösung aufgrund der endlichen Pulslänge beträgt 0,86 m.

Ortsachse erhalten. Die Kantenfilter-Technik ist effizienter, da wesentlich weniger Laserpulse für die Messung eines Tiefenprofils benötigt werden.

Um einen Überblick über die nötigen Verzögerungen zu erhalten, wird zunächst das Streulicht ohne Interferometer aufgenommen. In Abb. 4.6 ist die Streulichtantwort aus dem Wasserrohr dargestellt. Die Zeitachse wurde auf eine Ortsachse umskaliert und die Position der beiden Kammern angedeutet. Für die Umskalierung wurde ein Brechungsindex von $n = 1,33$ verwendet. Am Ende der zweiten Kammer wird viel Streulicht detektiert, das auf den dort befindlichen Strahlstopper zurückzuführen ist. Die räumliche Verbreiterung beträgt 0,86 m und korrespondiert mit einer Pulslänge von 7,7 ns. Weiterhin ist vermehrt Streulicht aus dem Bereich zwischen den zwei Kammern zu beobachten, was auf die dort verbaute Trennscheibe zurückzuführen ist. Der Anteil der Brillouin-Streuung ist gering und deswegen in dieser Darstellung nicht sichtbar. Die Dauer der zeitlichen Antwort aus dem 3,6 m langen Wasserrohr beträgt 32 ns.

Zur Messung des Tiefenprofils werden Pulse aus dem Faserverstärker mit einer Energie von 36,9 μJ bei einer Wiederholrate von 5 kHz verwendet. Die

*Gate*größe des Boxcar-Integrators beträgt 5 ns. Dann werden für unterschiedliche Verzögerungen Spektren aufgenommen und die Vorlauftemperatur in beiden Kammern protokolliert. Während der Messung wird das Wasser kontinuierlich umgewälzt, um Konvektion in den Kammern zu unterdrücken und eine gute Homogenisierung zu erreichen. Der Boxcar-Integrator führt eine gleitende Mittelung über 30 Datenpunkte durch. Das entgültige Spektrum setzt sich aus acht Einzelspektren zusammen. Insgesamt dauert die Aufnahme eines Spektrums ca. 10 s. Der verwendete Ausschnitt zur Datenauswertung besteht abschließend aus ca. 130 000 Laserpulsen und die Auswertung wird wie in Kapitel 4.4 beschrieben durchgeführt.

In Abb. 4.7 ist das Ergebnis einer solchen Messreihe dargestellt. Der Temperaturunterschied zwischen beiden Kammern wurde auf einen möglichst großen Wert eingestellt. Die Vorlauftemperatur bei der Messung der einzelnen Datenpunkte ist gestrichelt dargestellt. Die erste Kammer wird während der Messung auf einer Temperatur von etwa 32,4°C, und die zweite Kammer auf einem Wert von etwa 4,6°C gehalten. Die Messung der Wassertemperatur über die Brillouin-Streuung reproduziert sowohl die Temperatur in der warmen, als auch in der kalten Kammer. Der Übergangsbereich von 10 % auf 90 % erfolgt in einem Bereich von $1,5 \pm 0,2$ m. Wird von einem diskreten Temperatursprung ausgegangen, findet eine Verbreiterung aufgrund der Pulslänge von 7,7 ns und der *Gate*größe von 5 ns statt. Die Faltung beider Beiträge ergibt eine Gesamtverbreiterung von 1,43 m und korrespondiert hinreichend gut mit dem experimentellen Wert. Die absolute Temperaturgenauigkeit ist etwas geringer und weicht auch deutlich vom Referenzwert ab. Dies ist auf die angesprochene Problematik mit der homogenen Temperaturverteilung und eine damit verbundene Abweichung zwischen der gemessenen Vorlauftemperatur und der lokalen Temperatur in der Kammer zurückzuführen.

In Abb. 4.7 lassen sich Temperaturwerte außerhalb der Kammern erkennen und sind ebenfalls auf die Verbreiterungsmechanismen zurückzuführen. Die Temperatursprünge am Anfang der Kammer 2 in beiden Datenreihen offenbart die Sequenz, mit der die Daten aufgenommen worden sind. Zu Beginn der Messreihe lag die Wassertemperatur der warmen Kammer etwa 1,5°C höher. Der deutlich abweichende letzte Messwert, der hinter der zweiten Kammer aufgenommen wurde, lässt sich auf eine höhere Temperatur in den letzten 10 cm der Kammer zurückführen, in der aufgrund des Rücklaufanschlusses keine Zirkulation des Wassers stattfindet.

Bei der Auswertung der Spektren werden neben der Frequenzverschiebung auch weitere Parameter bestimmt. Durch Auswertung der Amplitude der Brillouin-Linien lässt sich die Tiefenschärfe der Empfangsoptik bestimmen. Hierzu ist in Abb. 4.8 die Amplitude der Brillouin-Linien in Abhängigkeit des Ortes aufgetragen. Es sind keine Fehlerbalken eingezeichnet, da der

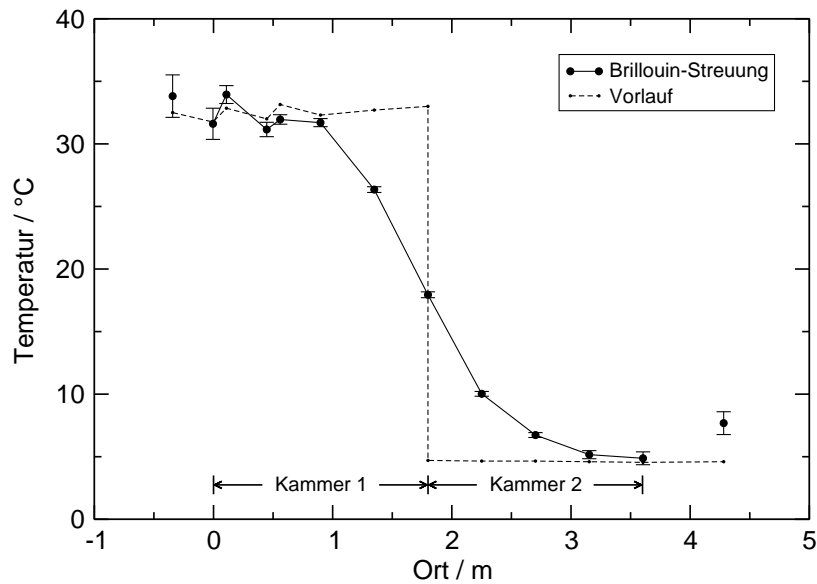


Abbildung 4.7: Ortsaufgelöste Temperaturmessung zweier unterschiedlicher Wassertemperaturen. Dargestellt ist die Vorlauftemperatur und die gemessene Temperatur über die Brillouin-Verschiebung. Die zwei Temperaturen lassen sich deutlich unterscheiden. Der Übergangsbereich von $1,5 \pm 0,2$ m korrespondiert mit der örtlichen Mittelung aufgrund der Pulslänge von 7,7 ns und der Gategröße von 5 ns.

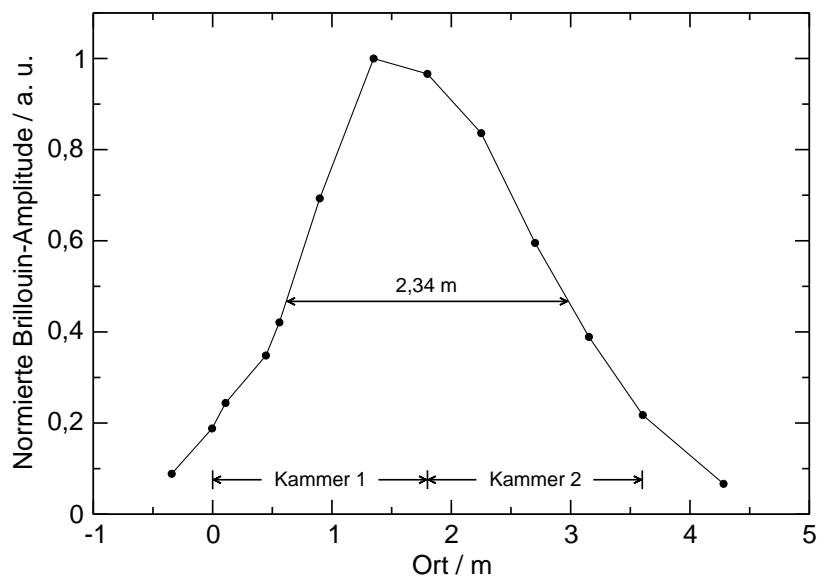


Abbildung 4.8: Relative Streuintensität der Brillouin-Linien, die für unterschiedliche Orte ebenfalls aus den Spektren gewonnen werden. Daraus lässt sich die Tiefenschärfe der Empfangsoptik über die Halbwertsbreite zu 2,34 m bestimmen.

Fehler sehr klein ausfällt. Es ist zu erkennen, dass am meisten Intensität aus dem Bereich der Trennscheibe aufgenommen werden kann und zeigt, dass das Empfangsteleskop optimal justiert ist. Die Tiefenschärfe wird durch die Halbwertsbreite zu 2,34 m bestimmt und ist somit ausreichend, um aus beiden Kammern Streulicht aufzunehmen. Werden Abb. 4.7 und Abb. 4.8 zusammen betrachtet, lässt sich eine Korrelation zwischen der Streuintensität und den Fehlerbalken des Tiefenprofils erkennen.

Abschließend lassen sich die Messungen mit der neuen Strahlquelle wie folgt zusammenfassen. Es wurde die temperaturabhängige Frequenzverschiebung mit hoher Präzision vermessen. Aufgrund der numerischen Auswertung lässt sich die Frequenzgenauigkeit auf 14,4 MHz abschätzen. Die tatsächliche Abweichung ist viel geringer und beträgt nur 1,3 MHz. Die erreichte Temperaturgenauigkeit beträgt 0,08°C. Erstmals gelang auch eine orts aufgelöste Temperaturmessung. Die erreichte Ortsauflösung beträgt $1,5 \pm 0,2$ m. Damit ist gezeigt, dass das Faserverstärker-Konzept als Strahlquelle prinzipiell geeignet ist und dass die Messung von Temperaturprofilen mit hoher Präzision möglich ist. Die LIDAR-Funktionalität mit dem Faserverstärker als Strahlquelle wurde damit demonstriert.

Zusammenfassung, Diskussion und Ausblick

5.1 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde die Brillouin-LIDAR-Technik zur Bestimmung des Temperaturprofils in Wasser vorgestellt. Eine berührungslose, zeitnahe und flächendeckende Temperaturprofilierung ist mit solch einem System möglich und stellt eine Ergänzung zu bestehenden *in-situ* Techniken dar. Mögliche Anwendungsgebiete sind die Klimaforschung, die Wettervorhersage, die Vorhersage der Bewegungsbahnen von tropischen Stürmen und das Verständnis von Klimaanomalien und die Ozeanographie.

Dazu wurde die Eignung einer neuen Strahlquelle auf Basis eines frequenzverdoppelten gepulsten Yb-dotierten Faserverstärkers untersucht. Die wesentlichen Ergebnisse dieser Arbeit sind:

- Der Faserverstärker liefert 10 ns Pulse mit einer Fourier-limitierten Bandbreite. Er besitzt eine hohe Gesamtverstärkung und die infraroten Pulse wurden effizient frequenzverdoppelt.
- Beim Design des Verstärkers wurden Maßnahmen zur Unterdrückung von stimulierter Brillouin-Streuung ergriffen. Eine systematische Untersuchung der Schwelle wurde durchgeführt.
- Alle Anforderungen an die Strahlquelle zur präzisen Messung der Brillouin-Streuung wie Frequenzstabilität, Energiestabilität, Pulslänge und Bandbreite sind erfüllt.
- Die Energiewerte stellen die höchsten bisher erreichten Werte eines Faserverstärkers mit den genannten Eigenschaften dar.
- Die temperaturabhängige Frequenzverschiebung der Brillouin-Linien wurde mit hoher Präzision vermessen und zeigen, dass die Energie, die spektralen und temporalen Eigenschaften der Strahlquelle ausreichend sind.
- Erstmals gelang eine orts aufgelöste Temperaturmessung. Die LIDAR-Funktionalität wurde damit erstmal demonstriert.

In dieser Arbeit wurde die Messmethode zur Bestimmung des Temperaturprofils auf Basis von Brillouin-Streuung und der LIDAR-Technik vorgestellt. Eingestrahktes Licht erfährt Brillouin-Streuung im Wasser. Das zurückgestreute Licht enthält frequenzverschobene Komponenten, welche die Temperaturinformation tragen. Durch eine Korrelation mit der Laufzeit des Lichtes wird ein Tiefenprofil erhalten.

Die Strahlquelle liefert gepulste Strahlung, deren Pulslänge von 10 ns die örtliche Auflösung von etwa einem Meter bestimmt. Es ist erforderlich, dass die Pulse eine nahezu Fourier-limitierte Bandbreite von etwa 44 MHz besitzen, um die Frequenzverschiebung präzise vermessen zu können. Die maximale Operationstiefe hängt von der Wasserqualität und der Energie der Pulse ab und beträgt maximal 50 m. Für alle im Wasser relevanten Wassertemperaturen von 0-40°C, liegt die Frequenzverschiebung zwischen 7-8 GHz. Die theoretisch erreichbare Temperaturauflösung wurde diskutiert. Eine Unsicherheit in der Frequenzverschiebung von 1 MHz korrespondiert mit einer Temperaturunsicherheit von 0,06°C.

Folgende Anforderungen an das Gesamtsystem wurden formuliert: Für ein flugtaugliches System müssen alle Komponenten unempfindlich gegenüber Vibration sein. Es muss kompakt sein, ein geringes Gewicht und eine geringe Leistungsaufnahme aufweisen. Als Strahlquelle eignet sich ein frequenzverdoppelter Faserverstärker und besitzt einige attraktive Vorteile gegenüber den bisher eingesetzten Nd:YAG Systemen. Er erfüllt alle Anforderungen eines flugfähigen Systems. Das Verstärkerkonzept ist dabei intrinsisch unempfindlich gegenüber Vibrationen, da keine resonanten Techniken verwendet werden. Die robuste und kompakte Bauform von Faserverstärkern ist seit Jahren aus der Telekommunikationsbranche bekannt. Der Faserverstärker wird mit Halbleiter-Laserdioden gepumpt und besitzt eine gute elektro-optische Effizienz. Eine Kühlung ist mit thermoelektrischen Elementen möglich. Ein weiterer Vorteil ist der große spektrale Wellenlängenbereich, von 1030 - 1100 nm, der von dem Yb-dotiertem Faserverstärker abgedeckt werden kann. Nach einer Frequenzverdopplung in den grünen Spektralbereich, liegt die Betriebswellenlänge in der Nähe des Absorptionsminimums von Wasser. Die Strahlquelle lässt sich flexibel auf einen Detektor basierend auf Molekularfiltern oder ES-FADOFs abstimmen. Der Faserverstärker besitzt eine hohe Wiederholrate und ermöglicht damit die Aufnahme von Temperaturprofilen in kurzer Zeit.

Zur Charakterisierung der, im Rahmen dieser Arbeit, eingesetzten Yb-dotierten Fasern wurden Emissions- und Absorptionswirkungsquerschnitte, sowie die Fluoreszenzlebensdauer gemessen. Die für die LIDAR-Anwendung erforderlichen temporalen und spektralen Eigenschaften der Strahlquelle begünstigen das Auftreten von stimulierter Brillouin-Streuung (SBS). Für eine zuverlässige und reproduzierbare Bestimmung der SBS-Schwelle wurde ein

Verfahren entwickelt. Es erlaubt zu einem sehr frühen Zeitpunkt die Detektion von SBS anhand des zurückgestreuten Lichtes aus einer Verstärkerstufe. Das definierte Kriterium hat sich als sehr zuverlässig erwiesen. Eine Einflussnahme auf die SBS-Schwelle ist durch verschiedene Maßnahmen, die in Kapitel 3.5 vorgestellt wurden, möglich. Der aufgebaute Faserverstärker wurde durch Vergrößern des Kerndurchmessers und Verkürzen der Faserlänge auf eine möglichst hohe SBS-Schwelle optimiert. Die besondere Herausforderung beim Design des Faserverstärkers bestand darin, die erreichbare Verstärkung bzw. die Energie, das Strahlprofil, die Polarisation, die Konversionseffizienz der Frequenzverdopplung und die zur Verfügung stehenden Fasern zu berücksichtigen (vgl. Kap. 3.6).

Die Strahlquelle besteht aus der Seequelle, den drei Verstärkerstufen und der Frequenzverdopplungseinheit. Die Ergebnisse der Charakterisierung werden im Folgenden kurz zusammengefasst. Die Seedquelle wurde bei 1064 nm betrieben und liefert Pulslängen von 10 ns bis 1 μ s bei Wiederholraten von 0–5 kHz. Die Seedquelle erzeugt bei einer Pulslänge von 10 ns Fourier-limitierte Pulse. Die Energie dieser Pulse ist mit 330 pJ gering und wird im nachfolgenden dreistufigem Faserverstärker erhöht. Die gemessene Frequenzstabilität der Seedquelle über eine Zeitspanne von 60 s beträgt 1,1 MHz und ist ausreichend für eine Messung der Wassertemperatur mit einer Genauigkeit von bis zu 0,07°C.

Die erste Verstärkerstufe nutzt eine Doppelpass-Konfiguration um eine stabile Polarisation unabhängig von der Doppelbrechung in der Faser und eine höhere Verstärkung zu erhalten. Für den kontinuierlichen Betrieb wurde der Unterschied für Einfach- und Doppelpass bezüglich Effizienz und Ausgangsleistung herausgestellt. Außerdem wurden ASE-Spektren, aus denen der Einfluss der Absorption in der Faser deutlich wird, präsentiert. Die Möglichkeit der spektralen Filterung der ASE-Anteile wurde diskutiert. Abschließend erfolgte eine Charakterisierung des Pulsbetriebs. Dazu wurde die Energie und die Spitzenleistung in Abhängigkeit der Pulslänge für Einfach- und Doppelpass bestimmt. Für eine Pulslänge von 10 ns wird eine Energie von 1,1 μ J mit einer Spitzenleistung von 112 W erhalten. Dies entspricht einer Verstärkung von 35 dB. Aufgrund der *single-mode* Eigenschaften der verwendeten Faser ist das Strahlprofil nahezu beugungsbegrenzt.

Die zweite Stufe nutzt eine *multi-mode* Faser in Einfachpass-Konfiguration. Die Charakterisierung für kontinuierlichen Betrieb ergab eine maximale Ausgangsleistung von knapp 6 W. Das gute Strahlprofil und das Polarisationsverhältnis von 1:33 ist dabei unabhängig von der Pumpleistung. Durch Optimierung der Einkopplung konnte der *single-mode* Betrieb dieser *multi-mode* Faser demonstriert werden. Weiterhin sind die Sättigungseigenschaften und die damit verbundenen ASE-Anteile untersucht worden. Dabei ist ein Abstand

von 30 dB zum ASE-Untergrund als sinnvolles Kriterium definiert worden. Die Charakterisierung für den gepulsten Betrieb ergab für eine Pulslänge von 10 ns eine maximale Energie von $64,3 \mu\text{J}$. Dies entspricht einer Verstärkung von 19,4 dB. Die Energie ist durch stimulierte Brillouinstreuung in der Faser limitiert. Eine systematische Untersuchung der SBS-Schwelle in Abhängigkeit der Pulslänge wurde durchgeführt. Sie ist für Pulslängen zwischen 50-100 ns, aufgrund ihrer spektralen und temporalen Eigenschaften, minimal. Weiterhin wurde die Spitzenleistung und die Pulsform für verschiedene Pulslängen untersucht. Die erreichte Spitzenleistung für 10 ns Pulse beträgt 4,4 kW. Die Abhängigkeit der Energie und der SBS-Schwelle von der Wiederholrate wurde diskutiert.

Die dritte Stufe wird ebenfalls in Einfachpass-Konfiguration betrieben und nutzt eine *multi-mode* Faser. Hier hat sich die Kontrolle des Strahlprofils und der Polarisierung als kritisch für die nachfolgende Frequenzverdopplung erwiesen. Die Ausgangsleistung ist durch das Auftreten von SBS limitiert. Für eine Pulslänge von 10 ns wird nach der dritten Verstärkerstufe eine Energie von $516 \mu\text{J}$ erhalten. Im Strahlprofil lassen sich deutliche Spuren der *multi-mode* Eigenschaften der Faser erkennen. Weiterhin wurde die Energiestabilität untersucht. Sie beträgt bei maximaler Ausgangsenergie 1,7 % auf einer Zeitspanne von 10 s. Für eine Betriebsdauer von 11 h beträgt die Veränderung der Energie typischerweise 14 %. Die Gesamtverstärkung aller drei Verstärkerstufen beträgt 61,9 dB.

Die Frequenzverdopplung wird in einem KTP-Kristall durchgeführt und liefert eine Energie von bis zu $131 \mu\text{J}$ pro Puls. Die maximale Konversionseffizienz beträgt 26,7 %. Durch die Frequenzverdopplung verkürzt sich die Pulslänge auf 7,1 ns. Mit einem Fabry-Perot-Interferometer ist die spektrale Bandbreite zu $62,9 \pm 0,3 \text{ MHz}$ vermessen worden. Die erzeugten Pulse können damit als Fourier-limitiert betrachtet werden, da ihre Bandbreite bis auf einen Faktor $1,01 \pm 0,07$ an das Fourier-Limit heranreicht.

Die Energiewerte stellen die höchsten bisher erreichten Werte, eines Faserverstärkers mit diesen spektralen und temporalen Eigenschaften, dar. Die Charakterisierung hat gezeigt, dass die erreichbare Energie prinzipiell durch SBS limitiert ist und die SBS-Schwelle empfindlich von der Bandbreite und der Pulslänge der Strahlung abhängt. Viele der in der Literatur erwähnten vergleichbaren Faserverstärker besitzen eine höhere Bandbreite, so dass höhere Ausgangsenergien möglich sind. Die erreichten Energiewerte stellen das erreichbare physikalische Limit, für die zu Beginn dieser Arbeit verfügbaren Fasern, dar. Neue Faserkonzepte, die in den letzten Monaten kommerziell verfügbar wurden, versprechen eine deutliche Steigerung der möglichen Energien und werden im Ausblick diskutiert.

Um die Eignung der Strahlquelle für den LIDAR-Einsatz zu testen wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Wasserrohr als Test-Ozean aufgebaut. Das Wasserrohr besteht aus zwei Segmenten, in denen unterschiedliche Temperaturen eingestellt werden können.

Zur Detektion des zurückgestreuten Lichtes wurde ein, im Rahmen dieser Arbeit konstruiertes, planes durchstimmbares Fabry-Perot Interferometer verwendet. Es stellt unter Laborbedingungen ein sehr einfaches und präzises Instrument zum Vermessen der Frequenzverschiebung dar. Zur Detektion wird das gesamte Streuspektrum aufgenommen und anschließend daraus die Frequenzverschiebung bestimmt. Für präzise Messungen ist eine nichtlineare Kompensation der Frequenzachse durch die Symmetrieeigenschaften des Spektrums nötig. Der freie Spektralbereich muss bis auf etwa 1 MHz genau kalibriert werden. Die durchgeführte Kalibrierungsprozedur wurde vorgestellt. Damit wurde die temperaturabhängige Frequenzverschiebung mit hoher Präzision vermessen. Aufgrund der numerischen Auswertung lässt sich die Frequenzgenauigkeit auf 14,4 MHz abschätzen. Die tatsächliche Abweichung ist viel geringer und beträgt nur 1,3 MHz wenn die Ergebnisse mit Theoriewerten verglichen werden. Dies entspricht einer Temperaturgenauigkeit von 0,08°C und entspricht der maximal erwarteten Genauigkeit. Diese Messungen sind die ersten, die mit einem Faserverstärker durchgeführt wurden.

Erstmals gelang auch eine orts aufgelöste Temperaturmessung, von der in der Literatur bisher nicht berichtet wurde. Dazu wurden verschiedene Temperaturen in den zwei Kammern des Test-Ozeans eingestellt. Durch eine Veränderung der Verzögerung am Boxcar Integrator wurden das Tiefenprofil aufgenommen. Die erreichte Ortsauflösung wurde aus der Verbreiterung der Temperaturstufe zu $1,5 \pm 0,2$ m bestimmt. Sie korrespondiert sehr gut mit der erwarteten Auflösung aufgrund der Pulslänge und der eingestellten Gategröße. Damit ist gezeigt, dass das Faserverstärker-Konzept als Strahlquelle prinzipiell geeignet ist und dass die Messung von Temperaturprofilen mit hoher Präzision möglich ist. Die Brillouin-LIDAR-Funktionalität mit dem Faserverstärker als Strahlquelle wurde damit demonstriert.

5.2 Diskussion und Ausblick

Das angestrebte Fernziel ist die Integration der Strahlquelle in ein funktionierendes flugtaugliches Gesamtsystem. Die in dieser Arbeit erzielten Ergebnisse sind sehr vielversprechend und stellen einen wichtigen Schritt in diese Richtung dar. Allerdings existieren einige Punkte an denen Optimierungsbedarf besteht, die im Folgenden diskutiert werden.

Der im Rahmen dieser Arbeit verwendete Detektor auf Basis eines Fabry-Perot Interferometer erfüllt, wie in Kapitel 2.5.1 bereits angeführt, nicht die

Anforderungen an ein flugtaugliches System. Deswegen ist die Integration eines alternativen Detektorsystems wichtig. Der momentan angestrebte Ansatz auf Basis eines ESFADOF Kantenfilters ist sehr vielversprechend und ist Gegenstand weiterer Untersuchungen [27]. Alle Anforderungen an Strahlquelle und Detektor wie mechanische Stabilität, Kompaktheit, geringes Gewicht und Leistungsaufnahme betreffend wären damit umgesetzt und ein potentiell flugtaugliches Gesamtsystem wäre in einer Laborumgebung demonstrierbar.

Dazu muss die Operationswellenlänge des Faserverstärkers auf den Detektor angepasst werden. Hierfür werden je nach Betriebsmodus des ESFADOF 1086,6 nm oder 1072 nm benötigt und können durch den großen Wellenlängenbereich des Faserverstärker erreicht werden. Die zu erwartende Verstärkung im Lasermediums ist bei diesen Wellenlängen geringer. Jedoch steht noch ausreichend Pumpleistung als Reserve bereit. Der momentane Betrieb des Faserverstärkers ist durch stimulierte Brillouin-Streuung limitiert. Da die SBS-Schwelle unabhängig von der Wellenlänge ist, lassen sich auch bei einer geänderten Betriebswellenlänge vergleichbare Energien erreichen. Dazu kann eine Anpassung der Faserlängen nötig werden.

Eine weitere für Vibrationen empfindliche Komponente ist der gitterstabilisierte Diodenlaser der Seedquelle (vgl. Kap. 3.7). Sobald die Betriebswellenlänge des Gesamtsystems fixiert worden ist, wäre ein Austausch durch eine DFB-Laserdiode denkbar. Bei diesen Dioden ist die Gitterstabilisierung direkt in das Halbleitermaterial integriert und diese Dioden sind damit unempfindlicher gegenüber Vibrationen [132, 133].

Im Rahmen dieser Arbeit wurden keine systematischen Experimente zur mechanischen Stabilität durchgeführt. Jedoch wird an einigen Punkten deutlich, wie stabil bereits das jetzige System ist. Ein Umzug in ein anderes Labor war möglich, ohne dass die Einkopplung der *single-mode* Faser verloren geht, wenn die Fasern nicht von den Faserkopplern getrennt werden. Weiterhin ist eine Nachjustage der Faserkoppler über eine Zeitspanne von mehreren Wochen nicht erforderlich. Begrenzt ist diese Zeitspanne in der Regel durch einen Defekt an einer Faserendfläche. Außerdem sei nochmal auf den großen Vorteil des gewählten Verstärkeransatzes hingewiesen, da selbst bei geringfügiger Dejustage der Fasereinkopplung die Strahlquelle einsatzfähig bleibt und alle spektralen Anforderungen weiterhin erfüllt.

Für die in dieser Arbeit durchgeführte Messung der Wassertemperatur ist bereits eine Energie von 17,7 μJ mit dieser Detektorwahl ausreichend (vgl. Kap. 4.5). Sie markiert die untere Energiegrenze, die für eine Messung bis in etwa 4 m Wassertiefe nötig ist. Mit der maximalen Energie von 131 μJ (vgl. Kap. 3.9) lässt sich die erreichbare Tiefe im Wasser auf 14-26 m abschätzen, wenn ein Absorptionskoeffizient von 0,0447-0,1 m^{-1} angenommen wird.

Eine Verlängerung des Test-Ozeans ist nur von begrenztem Nutzen, da sich größere Tiefen immer durch eine Verringerung der Pulsenergie simulieren lassen. Allerdings wäre ein längerer Test-Ozean nötig um zu demonstrieren, dass die Detektion von transparenten Objekten im Wasser durch die Abwesenheit von Brillouin-Linien möglich ist¹. Geeignet wäre eine Länge des Test-Ozeans von etwa 5 m, so dass sich mit der erreichten Ortsauflösung von 1,5 m drei Zonen im Test-Ozean unterscheiden lassen.

Weiterhin ist es erstrebenswert die Ausgangsenergie im grünen Spektralbereich bis in den Millijoule-Bereich zu erhöhen und damit die Penetrationstiefe weiter zu vergrößern. Dadurch würde einer der Hauptnachteile des gewählten Faserverstärkeransatzes eliminiert und die Energiediskrepanz zwischen dem konkurrierenden Nd:YAG Ansatz verringern.

Die Energie aus dem Faserverstärker ist maßgeblich durch das Auftreten von stimulierter Brillouin-Streuung (SBS) limitiert. Maßnahmen zur Steigerung der Energie müssen daher die SBS-Schwelle und die Verstärkung weiter erhöhen. Wie bereits in Kapitel 3.5 diskutiert, ist die Erhöhung der SBS-Schwelle durch eine Vergrößerung des Modenfelddurchmessers, eine Verkürzung der Faserlänge oder durch eine gezielte Störung der stimulierten Brillouin-Streuung durch Stress- oder Temperaturgradienten möglich.

Veränderungen an der Fasergeometrie dürfen sich dabei nicht negativ auf Strahlprofil und Polarisation auswirken. Hierbei muss die gegenseitige Abhängigkeit der in Kapitel 3.6 erläuterten Designparameter berücksichtigt werden. Verbunden mit großen Kerndurchmessern ist im Allgemeinen eine große V-Zahl und damit auch *multi-mode* Eigenschaften der Faser. Die in dieser Arbeit verwendete *multi-mode* Faser in der dritten Stufe stellt das Limit für einen sinnvollen Betrieb dar und spiegelt die kommerziell verfügbare Fasertechnologie zu Beginn dieser Arbeit wider. Weiterhin ist eine generelle Verbesserung des Strahlprofils vorteilhaft für den Strahltransport in große Wassertiefen. Dies ist nur mit neuen Faserkonzepten möglich, die im Folgenden vorgestellt werden.

Durch eine Reduzierung der numerischen Apertur lässt sich bei konstanter V-Zahl gemäß Gleichung (3.7), der Kerndurchmesser erhöhen. Für die zweite Stufe wurden bereits eine solche LMA-Faser eingesetzt und markiert das technologische Limit mit einer numerischen Apertur von 0,06.

Eine weitere Verringerung der numerischen Apertur ist jedoch mit sogenannten Photonischen Kristallfasern oder mikrostrukturierten Faser möglich. Dabei werden gezielt kleine Luftkanäle in die Fasergeometrie integriert, die den effektiven Brechungsindex im Mantelbereich reduzieren. Damit lassen sich sehr niedrige numerische Aperturen von bis zu 0,02 erreichen und der

¹ US Patent: 6388246, E. S. Fry, G.W. Kattawar, Th. Walter und X. Pan, System and method for detecting underwater objects having a shifted frequency

Modenfelddurchmesser kann stark vergrößert werden. Erst kürzlich wurden solche Fasern kommerziell verfügbar. Besonders vielversprechend ist der Fasertyp DC-200/70-PM-Yb-ROD Crystal Fiber. Der Kerndurchmesser ist sehr groß und beträgt $70\text{ }\mu\text{m}$ mit einem Pumpmanteldurchmesser von $200\text{ }\mu\text{m}$. Aufgrund der Biegeempfindlichkeit besitzt die Faser eine Stabform und wird als *rod-type photonic crystal fiber* bezeichnet. Die numerische Apertur des Kern beträgt 0,02 und die des Pumpmantels 0,6. Außerdem ist sie mit Stresselementen versehen, um Polarisationserhaltung in der Faser zu gewährleisten. Die Pumpabsorption ist mit etwa 30 dB/m sehr hoch, so dass eine sehr kurze Faserlänge von unter einem Meter ausreichend ist. Die Faser bietet damit eine hohe Verstärkung bei einer hohen SBS-Schwelle, sowie einem sehr guten Strahlprofil und ist damit ideal für den Einsatz als dritte Verstärkerstufe geeignet. Veröffentlichungen aus den letzten Jahre haben gezeigt, dass mit vergleichbaren Fasergeometrien Energien bis zu $4,3\text{ mJ}$ möglich sind [152, 153]. Für die in dieser Arbeit verwendete Pulslänge und Bandbreite existieren keine Daten. Aufgrund der Fasergeometrie und Länge sollte aber der Millijoule-Bereich möglich sein.

Jenseits der *single-mode* Grenze lässt sich ein gutes Strahlprofil nur durch Diskriminierung der höheren Moden erreichen. In dieser Arbeit erfolgte dies durch eine optimierte Einkopplung. Allerdings stößt das Verfahren bei *multi-mode* Fasern, die sehr viele Moden führen können, an seine Grenzen. Weitere mögliche Verfahren werden im Folgenden vorgestellt.

- Eine Diskriminierung von höheren Moden ist durch enges Aufwickeln der Faser möglich. Höhere Moden, die mehr Intensität im Außenbereich tragen, erfahren größere Verluste. Diese Technik ist nur anwendbar für Fasern die wenige Moden führen können. Sie ist für lange Faserlängen besonders effektiv und damit nicht kompatibel zu einer niedrigen SBS-Schwelle. Der Wicklungsradius ist durch die Flexibilität des Faser limitiert. Diese Technik wurde deshalb im Rahmen dieser Arbeit nicht angewendet.
- Eine radial angepasste Dotierung ist eine weitere Möglichkeit höhere Moden zu diskriminieren. Dabei erfährt die Grundmode aufgrund des großen Überlapps zwischen Dotierungsprofil und Intensitätsprofil der Mode eine höhere Verstärkung. Die *direct nanoparticle deposition*-Technik des Herstellers Liekki aus Finnland erlaubt die Herstellung solcher Fasern. Es existieren zur Zeit noch keine kommerziell erhältlichen Produkte.
- Eine weitere Möglichkeit um höhere Moden zu diskriminieren besteht darin, gezielt Verlustkanäle, die chiral den Faserkern umgeben, in die Faser zu integrieren. Im Labor des Hersteller Nufern wurde bereits der *single-mode* Betrieb einer passiven Faser mit einem Kerndurchmesser von $170\text{ }\mu\text{m}$ demonstriert [154].

Mit einer Reduzierung der Faserlänge sinkt im Allgemeinen die Pumpabsorption und daher auch die Verstärkung in der Faser. Eine Verkürzung der Faserlänge kann nur durchgeführt werden, wenn die Pumpabsorption oder Dotierung erhöht werden kann. Bei der Faserlänge muss daher immer zwischen Verstärkung und SBS-Schwelle abgewogen werden. Um die Pumpabsorption zu erhöhen können Fasern mit kleinem Pumpmantel eingesetzt werden, da das Flächenverhältnis zwischen Kern und Pumpmantel direkt mit der Absorption verbunden ist. Der Trend geht zu immer kleineren Pumpmanteldurchmessern von bis zu 125 μm . Ermöglicht wurde dies erst durch die Verfügbarkeit entsprechender leistungstarker Pumpdioden. Kommerziell verfügbar sind mittlerweile optische Leistungen von bis zu 60 W aus einer 100 μm Faser, bzw. 100 W aus einer 200 μm Faser². Ein weiterer Vorteil von kleinen Pumpmanteldurchmessern ist der damit verbundene geringe Außendurchmesser der Faser. Dadurch lassen sich die Fasern sehr eng aufwickeln und bei *multi-mode* Kernen können höhere Moden effektiv unterdrückt werden. Abschließend ist festzustellen, dass mit dem technologischen Fortschritt der Pumpaserdioden kürzere Faserlängen möglich werden, die eine Erhöhung der SBS-Schwelle zur Folge haben und damit eine höhere Ausgangsenergie bereitstellen.

Wird das Brillouin-LIDAR von einem Schiff oder Unterseeboot aus betrieben gehören Sonarapplikationen zu möglichen Anwendungsfeldern. Als Nebenprodukt bei der Temperaturmessung wird simultan immer die lokale Schallgeschwindigkeit mitbestimmt. Zur Erhöhung der Präzision von Sonarortung kann die Kenntnis der lokalen Schallgeschwindigkeit hilfreich sein. Mit den in dieser Arbeit erreichten Genauigkeiten lässt sich die Schallgeschwindigkeit bis auf 0,2 m/s genau bestimmen. Bei allen Anwendungen, bei denen das Brillouin-LIDAR Bodenkontakt herstellt, lässt sich mit der Lichtlaufzeit der Abstand bestimmen und es lassen sich neben der Bestimmung der Temperatur- und Schallgeschwindigkeitsverteilung auch topographische Karten erstellen. Denkbar ist auch ein Einsatz in einem AUV³ zum Aufspüren von heißen Quellen in der Tiefsee. Diese Quelle stoßen mehrere hundert Grad heißes Wasser aus und erzeugen damit ein sehr starkes Signal.

Aufbauend auf den Ergebnissen dieser Arbeit und zusammen mit den vorgestellten neuen Fasertechnologien lässt sich die Strahlquelle weiterentwickeln. Es wurden mögliche Lösungswege zur Leistungsskalierung und mechanischen Stabilisierung diskutiert. Damit wird ein unter realen Bedingungen funktionierendes flugtaugliches Brillouin-LIDAR zur Messung des Temperaturprofils in Wasser basierend auf einem gepulsten Faserverstärker in naher Zukunft möglich.

² LIMO Lissotschenko Mikrooptik GmbH

³ AUV - *Autonomous underwater vehicle*

A

Faserpräparation

Bevor die Fasern als Verstärkermedium verwendet werden können, müssen die Faserenden mit SMA-Steckern konfektioniert werden. Für die Faserkoppeler kann deswegen auf Standard-Komponenten, die auf dem Markt in einer Vielzahl vorhanden sind, zurückgegriffen werden. Weiterhin existiert für die SMA-Steckverbinder auch eine Hochleistungsvariante. Bei dieser steht das Faserende frei im Stecker, sodass sich an der kritischen Stelle, der Faserfrontfläche, keine Epoxyd- oder Schutzmantelreste befinden. Die Stecker des Herstellers ATI Optique sind für Leistungen größer 1 kW spezifiziert. Solche Stecker werden oft auch für die Faserkopplung von Pumpdioden verwendet.

Die Faserenden werden unter einem Winkel von 8° poliert, damit an der Faserfrontfläche reflektiertes Licht nicht mehr in der Faser geführt werden kann. Dadurch wird das Einsetzen von Lasertätigkeit bei hohen Pumpleistungen unterdrückt.

Obwohl der SMA-Standard keine Möglichkeit vorsieht, eine Orientierung auszuzeichnen, hat sich dies in der Praxis nicht als Nachteil erwiesen. Die schräge Polierfläche ist mit dem bloßen Auge sehr gut erkennbar und eine Orientierung des Steckers nach Augenmaß reicht aus. Minimale Nachjustage ist nach einem Faserwechsel prinzipiell zu empfehlen, um optimale Ergebnisse zu erhalten.

Für die erste Verstärkerstufe werden Standard-SMA-Steckverbinder verwendet. Für die in der ersten Stufe auftretenden Leistungen sind diese ausreichend. Außerdem ist die Faser mit einem Außendurchmesser von $125\text{ }\mu\text{m}$ sehr dünn, sodass eine freistehende Politur schwierig ist. In der zweiten und dritten Stufe werden dagegen Doppelmantelfasern verwendet. Diese besitzen mit $400\text{ }\mu\text{m}$ einen vergleichsweise großen Kern. Außerdem sind die auftretenden Leistungen in dieser Stufe etwas höher, so dass für diese die Hochleistungsvariante verwendet wird.

Mit der selbst entwickelten Poliertechnik können in kurzen Zeiträumen bessere Oberflächenqualitäten erzielt werden als durch kommerzielle Anbie-

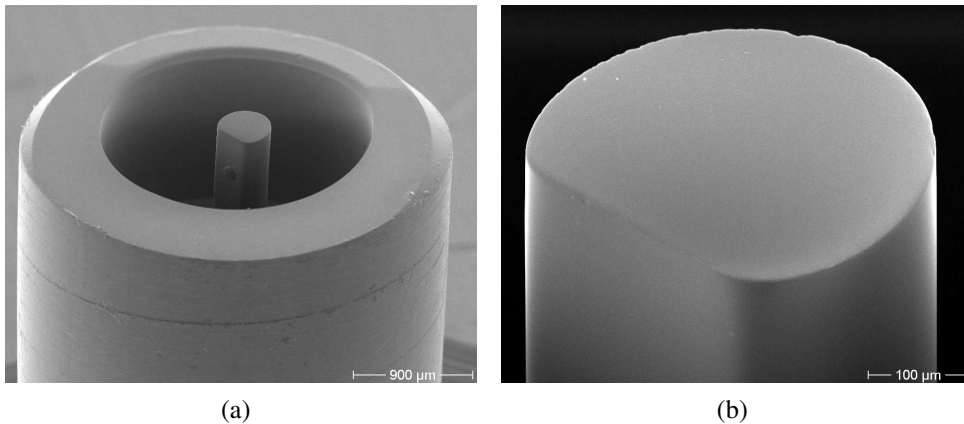


Abbildung A.1: (a) REM Aufnahme des gesamten Fasersteckers. Zu sehen ist der Messingzylinder mit der innen befindlichen Faser. Deutlich zu erkennen ist auch die Politur unter einem Winkel von 8° . (b) Detailansicht der Faser. Bis auf ein paar Staubablagerungen ist die Oberfläche makellos. An der hinteren Kante sind einige Muschelbrüche zu erkennen. Diese stammen von einer Politur, die ohne Einbettung durchgeführt wurde.

ter. Der Konfektionierungsprozess besteht aus verschiedenen Phasen. Als erstes wird der Silikonschutzmantel auf 2 mm entfernt und der D-förmige Pumpmantel freigelegt. Dieser Schutzmantel ist die Führungsschicht der Pumpstrahlung und darf im Bereich des Steckers oder der Klebestelle nicht entfernt werden, da sonst an diesen Stellen Pumpstrahlung austritt und den Stecker erwärmt. Beim Einführen der Faser in den Stecker ist deshalb darauf zu achten, dass der Schutzmantel bündig mit dem freistehenden Bereich des Steckers abschließt. Die Bohrung des Steckers ist passend zu wählen, sodass kein Epoxyd beim Aushärten hindurchfließen kann. Hierzu stehen zwei verschiedene Kernbohrungen mit 520 µm und 640 µm zur Verfügung.

Nach dem Einkleben mit dem für Faserstecker geeigneten Epoxydkleber Epotek 353ND beginnt der Polierprozess. Da das Faserende freisteht, besteht erhöhte Gefahr, dass beim Polieren das Faserende abbricht. Um dies zu verhindern und eine sichere Politur zu gewährleisten, wird das Faserende in einem selbst entwickelten Kitt auf Polymerbasis eingebettet. Dieser lässt sich mit einer Spritze applizieren und nach erfolgter Politur mit einem Lösungsmittel rückstandsfrei und ohne mechanischen Einfluss wieder entfernen. Geübte Polierer kommen ohne diesen Einbettungsschritt aus. Da auf den Trocknungsschritt von 5 h verzichtet werden kann, ist dies auch ein deutlicher Zeitvorteil.

Die Politur selbst erfolgt per Hand, da der Faserstecker bei einer maschinellen Polierung leicht zerstört werden kann. Poliert wird mit Trockenpolierpapier¹ der Körnungen 15 µm, 5 µm und 1 µm. Nach Entfernung des Kitts wird die Politur mit einer Ceroxid-Politur mit einer Korngröße von 500 nm abgeschlossen. Die Endreinigung erfolgt mit einem Hochdruck-Dampfreiniger, der die feinen Ceroxyd-Partikel entfernt. Jeder Polierschritt wird unter dem Lichtmikroskop kontrolliert. Für eine Beurteilung der erreichten Qualität wurden auch Raster-Elektronenmikroskop-Aufnahmen angefertigt. Abb. A.1(a) zeigt dabei den gesamten Stecker mit polierter Faser. Außen ist der Messingring des Steckers selbst zu erkennen. In der Mitte befindet sich die freistehende Faser. Die Politur unter einem Winkel von 8° ist sowohl am Stecker als auch an der Faser zu erkennen. Die Faser selbst ist in Abb. A.1(b) noch einmal vergrößert zu sehen. Bis auf ein paar Staubablagerungen lässt sich eine makellose Oberfläche erkennen. Am oberen Rand sind einige Muschelbrüche zu erkennen, die bei einer Politur ohne Einbettung der Faser entstehen können. Prinzipiell sind solche Muschelbrüche nicht problematisch, da die Pumpstrahlung zentral in der Mitte und nicht flächig oder am Rand eingekoppelt wird.

¹ LaserComponents

B

Justagestrategie der Sende- und Empfangsoptik

Das Streulicht aus dem Test-Ozean ist sehr gering und erfordert deswegen eine zielführende Justagestrategie, die im Folgenden präsentiert wird. Die Justage der Sende- und Empfangsoptik wird mit einem zusätzlichen cw-Laser¹ durchgeführt, um Streuspektren in Echtzeit mit Scanraten von einigen Hertz aufzunehmen. Damit wird eine schnelle und bequeme Justage und Optimierung möglich. Sie läuft in folgenden Schritten ab:

(1) Sichtbar machen und Justieren des Sende- und Empfangsstrahls: Dazu wird der Strahl in zwei Teile mit einem Strahlteiler aufgeteilt. Der eine Teil ist der Sendestrahl und wird, wie beim gepulsten Betrieb, am Spiegel M1 direkt in das Wasserrohr geleitet. Der andere Teil wird von hinten durch das Teleskop auf den Spiegel M2 geleitet und macht somit die Lage des als Empfangsstrahl bezeichneten Detektionsvolumens sichtbar. Es ist darauf zu achten, dass beide Strahlen möglichst parallel verlaufen und sich im mittleren Bereich des Wasserrohrs durchsetzen.

(2) Justage des Teleskops mit dem Streulicht aus dem Wasserrohr: Hierzu wird ein weißes Teflonstück als Streukörper in der Rohrmitte eingesetzt. Auf diesen Ort wird nun die Abbildungslinse L1, dann das Pinhole P und später zum parallelen Ausrichten des gesammelten Streulichtes die Linse L2 justiert.

(3) Justage des Fabry-Perot-Interferometers (FPI): Durch Einfügen eines weiteren Spiegels und Entfernen des Spiegels M2, der mit einer Klappvorrichtung versehen ist, lässt sich der Sendestrahl direkt durch das Teleskop in Richtung Interferometer lenken. Damit ist genügend Intensität vorhanden, um das Interferometer durch Beobachtung der Interferenzstreifen grob zu justieren. Die Feinjustage erfolgt dann mit dem Photomultiplier auf dem Oszilloskop durch Maximieren der Finesse.

(4) Beobachten des Streulichtes vom Teflonkörper im Interferometer: Bei Bedarf lässt sich das FPI nun mit dem Streulicht weiter optimieren. Nach dem Entfernen des Teflonkörpers sind Brillouin-Linien in den Spektren zu

¹ Coherent Verdi V6

beobachten. Bei guter Justage lassen sich bereits ab einer Laserleistung von 10 mW Brillouin-Linien beobachten. Bei einer Spannung am Photomultiplier von 800 V und einer Terminierung von $1\text{ M}\Omega$ am Oszilloskop beträgt die Höhe der Brillouin-Linien typischerweise 2 mV. Ein gutes Verhältnis zwischen Rayleigh- und Brillouin-Linien ist etwa 1:35 oder besser. Bei Bedarf müssen einige Schritte wiederholt werden, um sich iterativ an das Optimum heranzuarbeiten.

(5) Strahlquelle wechseln: Nach erfolgter Justage wird der gepulste Faserverstärker wieder als Strahlquelle verwendet. Dazu wird mit Blenden die Lage des Justagelasers markiert. Nachdem der Spiegel M1 wieder eingesetzt wurde, kann der Strahl aus dem Faserverstärker mit den Blenden ausgerichtet werden.

Literatur

- [1] G.R. Bigg, T.D. Jickells, P.S. Liss und T.J. Osborn, The role of the oceans in climate, *International Journal of Climatology*, **23** (2003) 1127–1159.
- [2] R.H. Stewart und A. Texas, Introduction to Physical Oceanography (Texas A & M University 2005) .
- [3] P. Ball und H. Reuter, H₂O: Biographie des Wassers (Piper 2001) .
- [4] H.M. Stommel, The gulf stream: a physical and dynamical description (Univ. of Calif. Press 1965) .
- [5] H. Chapin und F.G.W Smith, Der Golfstrom: seine Geschichte und seine Bedeutung für die westliche Welt (Ullstein 1954) .
- [6] S.G. Philander, El Niño, La Niña, and the southern oscillation (Academic Press San Diego 1990) .
- [7] K.E. Trenberth et al., The Definition of El Niño, *Bulletin of the American Meteorological Society*, **78** (1997) 2771–2777.
- [8] D. Chen, M.A. Cane, A. Kaplan, S.E. Zebiak und D. Huang, Predictability of El Niño over the past 148 years, *Nature*, **428** (2004) 733–736.
- [9] L.R. Schade und K.A. Emanuel, The Ocean's Effect on the Intensity of Tropical Cyclones: Results from a Simple Coupled Atmosphere–Ocean Model, *Journal of the Atmospheric Sciences*, **56** (1999) 642–651.
- [10] J.F. Price, Upper Ocean Response to a Hurricane, *Journal of Physical Oceanography*, **11** (1981) 153–175.

- [11] J.P. Donnelly und J.D. Woodruff, Intense hurricane activity over the past 5,000 years controlled by El Niño and the West African monsoon, *Nature*, **447** (2007) 465–468.
- [12] H.E Willoughby, Hurricane heat engines, *Nature*, **401** (1999) 649–650.
- [13] K.A. Emanuel, Thermodynamic control of hurricane intensity, *Nature*, **401** (1999) 665–669.
- [14] K.A. Emanuel, The Maximum Intensity of Hurricanes, *Journal of the Atmospheric Sciences*, **45** (1988) 1143–1155.
- [15] S.B. Goldenberg, C.W. Landsea, A.M. Mestas-Núñez und W.M. Gray, The Recent Increase in Atlantic Hurricane Activity: Causes and Implications, *Science*, **293** (2001) 474–479.
- [16] S. Solomon, D. Qin, M. Manning, Z. Chen, M. Marquis, K.B. Averyt, M. Tignor und Miller H.L., Eds., Climate Change 2007: The Physical Science Basis: Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change (Cambridge University Press 2007) .
- [17] R.A.A. Weller und J.F. Price, Langmuir circulation within the oceanic mixed layer, *Deep-sea research. Part A. Oceanographic research papers*, **35** (1988) 711–747.
- [18] G.L. Mellor und P.A. Durbin, The Structure and Dynamics of the Ocean Surface Mixed Layer, *Journal of Physical Oceanography*, **5** (1975) 718–728.
- [19] G.D. Hickman, J.M. Harding, M. Carnes, A. Pressman, G.W. Kattawar und E.S. Fry, Aircraft laser sensing of sound velocity in water: Brillouin scattering, *Rem. Sens. Environ.*, **36** (1991) 165–178.
- [20] J.L. Guagliardo und H.L. Dufilho, Range-resolved Brillouin scattering using a pulsed laser, *Rev. Sci. Instr.*, **51** (1980) 79–81.
- [21] E.S. Fry, J. Katz, R. Nicolaescu und Th. Walther, Remote sensing in the ocean: Measurement of sound speed and temperature, *Proc. SPIE, Ocean Optics XIV*, (1998).
- [22] R.M. Pope und E.S. Fry, Absorption spectrum (380-800 nm) of pure water. II. integrating cavity measurements, *Appl. Opt.*, **36** (1997) 8710–

8723.

- [23] A. Popescu, K. Schorstein und T. Walther, A novel approach to a Brillouin–LIDAR for remote sensing of the ocean temperature, *Applied Physics B: Lasers and Optics*, **79** (2004) 955–961.
- [24] A. Popescu, D. Walldorf, K. Schorstein und T. Walther, On an excited state Faraday anomalous dispersion optical filter at moderate pump powers for a Brillouin-lidar receiver system, *Optics Communications*, **264** (2006) 475–481.
- [25] K. Schorstein, G. Scheich, A. Popescu, T. Walther und E.S. Fry, A fiber amplifier and an ESFADOF: Developments for a transceiver in a Brillouin lidar, *Laser Physics*, **17** (2007) 975–982.
- [26] K. Schorstein, A. Popescu, M. Göbel und T. Walther, Remote Water Temperature Measurements Based on Brillouin Scattering with a Frequency Doubled Pulsed Yb: doped Fiber Amplifier, *Sensors*, **8** (2008) 5820–5831.
- [27] Alexandru Popescu, Development and characterization of an ESFADOF edge filter receiver for a Brillouin-LIDAR measuring the temperature profile of the ocean, Dissertation, Technische Universität Darmstadt, In Vorbereitung, 2009.
- [28] T. Fujii und T. Fukuchi, *Laser Remote Sensing* (CRC Press 2005) .
- [29] A.P. Cracknell und L. Hayes, *Introduction to Remote Sensing* (CRC Press 2007) .
- [30] C.I. Chang, *Hyperspectral Imaging: Techniques for Spectral Detection and Classification* (Springer 2003) .
- [31] O. Zielinski, T. Hengstermann und N. Robbe, *Marine Surface Films: Chemical Characteristics, Influence on Air-Sea Interactions and Remote Sensing*, Kap. 4 (Springer Verlag 2006) .
- [32] A. Resti, J. Benveniste, M. Roca, G. Levrini und J. Johannessen, The Envisat Radar Altimeter System (RA-2), *ESA Bulletin*, **98** (1999) 94–101.
- [33] W. Steinbrecht, K.W. Rothe und H. Walther, Lidar setup for daytime and nighttime probing of stratospheric ozone and measurements in po-

- lar and equatorial regions, *Applied optics*, **28** (1989) 3616–3624.
- [34] T.M. Taczak und D.K. Killinger, Development of a tunable, narrow-linewidth, cw, 2.066- μm Ho:YFL laser for remote sensing of atmospheric CO_2 and H_2O , *Applied Optics*, **37** (1988) 8460–8476.
- [35] H.J. Kölsch, P. Rairoux, J.P. Wolf und L. Wöste, Simultaneous NO and NO_2 DIAL measurement using BBO crystals, *Appl. Opt.*, **28** (1989) 2052–2056.
- [36] N. Menyuk, D.K. Killinger und W.E. Defeo, Remote sensing of NO using a differential absorption lidar, *Applied Optics*, **19** (1980) 3282–3286.
- [37] N. Menyuk und D.K. Killinger, Atmospheric remote sensing of water vapor, HCl and CH_4 using a continuously tunable Co:MgF₂ laser, *Applied optics*, **26** (1987) 3061–3065.
- [38] A. Papayannis, G.M. Ancellet, J.M. Pelon und G.J. Megie, Multiwavelength lidar for ozone measurements in the troposphere and the lower stratosphere, *Appl. Opt.*, **29** (1990) 467–476.
- [39] W. Zirrig, M. Ulbricht, A. Fix und H. Klingenberg, Helicopter-borne laser methan detection system – A new tool for efficient gas pipeline inspection, *Proceedings 2004 International Gas Research Conference, Vancouver, Canada, November*, (2004).
- [40] M. Harris, R.I. Young, F. Köpp, A. Dolfi und J.P. Cariou, Wake vortex detection and monitoring, *Aerospace science and technology*, **6** (2002) 325–331.
- [41] M.J. Kavaya, S.W. Henderson, J.R. Magee, C.P. Hale und R.M. Huffaker, Remote wind profiling with a solid-state Nd: YAG coherent lidar system, *Optics Letters*, **14** (1989) 776–778.
- [42] P. Rairoux, H. Schillinger, S. Niedermeier, M. Rodriguez, F. Ronneberger, R. Sauerbrey, B. Stein, D. Waite, C. Wedekind, H. Wille, L. Wöste und C. Ziener, Remote sensing of the atmosphere using ultrashort laser pulses, *Applied Physics B: Lasers and Optics*, **71** (2000) 573–580.
- [43] H. Wille, M. Rodriguez, J. Kasparian, D. Mondelain, J. Yu, A. Mysyrowicz, R. Sauerbrey, J.P. Wolf und L. Wöste, Teramobile: A mobile femtosecond-terawatt laser and detection system, *Eur. Phys. J. AP*, **20**

(2002) 183–190.

- [44] J. Kasparian, M. Rodriguez, G. Mejean, J. Yu, E. Salmon, H. Wille, R. Bourayou, S. Frey, Y.B. Andre, A. Mysyrowicz, R. Sauerbrey, J.P. Wolf und L. Wöste, White-Light Filaments for Atmospheric Analysis, *Science*, **301** (2003) 61.
- [45] J. Osborne und J.H. Swift. 2008. Java Ocean Atlas. Eine Java Anwendung zur graphischen Darstellung und Untersuchung von ozeanographischen vertikalen Profildaten. <http://odf.ucsd.edu/joa/>.
- [46] U. Sommer, Biologische Meereskunde (Springer 2005) .
- [47] A. Morel und S. Maritorena, Bio-optical properties of oceanic waters: A reappraisal, *J. Geophys. Res.*, **C106** (2001) pp.7163.
- [48] J.G. Hirschberg, A.W. Wouters, K.M. Simon, J. D. Byrne und C.E. De-verdun, Laser application to measure vertical sea temperature and turbidity. NASA Report CR-144865, Januar 1976.
- [49] J.G. Hirschberg, J.D. Byrne, A.W. Wouters und G.C. Boynton, Speed of sound and temperature in the ocean by Brillouin scattering, *Applied Optics*, **23** (1984) 2624–2628.
- [50] D.A Leonard, B. Caputo und F.E. Hoge, Remote sensing of subsurface water temperature by Raman scattering, *Applied Optics*, **18** (1979) 1732–1745.
- [51] G.S. Elliot, N. Glumac und D.C. Carter, Molecular filtered Rayleigh scattering applied to combustion, *Measurement Science and Technology*, **12** (2001) 452–466.
- [52] Joyanto Mukerjee, Remote sensing of ocean waters with raman and brillouin scattering. Published by DSTO Aeronautical and Maritime Research Laboratory, 4 2001.
- [53] D.S. Bitterman, Automated XBT launcher for use on ships-of-opportunity, *OCEANS '95. MTS/IEEE. Challenges of Our Changing Global Environment. Conference Proceedings.*, **1** (1995) 650–654.
- [54] D.L. Rudnick, R.E. Davis, C.C. Eriksen, D.M. Fratantoni und M.J. Perry, Underwater Gliders for Ocean Research, *Marine Technology Society Journal*, **38** (2004) 73–84.

- [55] J. Sherman, R.E. Davis, W.B. Owens und J. Valdes, The autonomous underwater glider "Spray", *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, **26** (2001) 437–446.
- [56] C.C. Eriksen, T.J. Osse, R.D. Light, T. Wen, T.W. Lehman, P.L. Sabin, J.W. Ballard und A.M. Chiodi, Seaglider: A Long-Range Autonomous Underwater Vehicle for Oceanographic Research, *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, **26** (2001) 424–436.
- [57] G.E. Walrafen, Raman Spectral Studies of the Effects of Temperature on Water Structure, *The Journal of Chemical Physics*, **47** (1967) 114.
- [58] K. Cunningham und P.A. Lyons, Depolarization ratio studies on liquid water, *The Journal of Chemical Physics*, **59** (1973) 2132.
- [59] J.D. Smith, C.D. Cappa, W.S. Drisdell, R.C. Cohen und R.J. Saykally, Raman Thermometry Measurements of Free Evaporation from Liquid Water Droplets, *J. Phys. Chem. B*, **109** (2006) 24391.
- [60] P.O. Cervenka, Brillouin Remote Sensing, *J. Opt.Soc. Am.*, **67** (1977) 1410.
- [61] E.S. Fry, Y. Emery, X. Quan und J.W. Katz, Accuracy limitations on Brillouin LIDAR measurements of temperature and sound speed in the ocean, *Appl. Opt.*, **36** (1997) 6887–6894.
- [62] E.S. Fry, Q. Hu und X. Li, Single frequency operation of an injection-seeded Nd-YAG laser in high noise and vibration environments, *Appl. Opt.*, **30** (1991) 1015–1017.
- [63] S. Henderson, E.H. Yuen und E.S. Fry, Fast resonance-detection technique for single-frequency operation of injection-seeded Nd:YAG lasers, *Opt. Lett.*, **11** (1986) 715.
- [64] E.S. Fry, Brillouin LIDAR Receiver Based on Edges of Absorption Lines of I₂ and Br₂. Internal Report (Texas A&M University, College Station, Texas), 1992.
- [65] E.S. Fry, Remote Sensing of sound velocity in the ocean. Internal Report (Texas A&M University, College Station, Texas), 1995.
- [66] L.I. Mandel'shtam, *Zh. Russk. Fiz.-Khim. Obschestva Ch. Fiz.*, **58** (1926) 381.

- [67] L. Brillouin, La Diffraction de la Lumière par des Ultrasons, *Annales de Physique (Paris)*, **17** (1921) 103.
- [68] I.L. Fabelinskii, Molecular Scattering of Light (Plenum Press, New York, 1968) .
- [69] B.J. Berne und R Pecora, Dynamic Light Scattering (Dover Publications, Inc., Mineola, New York, 2000) .
- [70] R.W. Boyd, Nonlinear Optics (Academic Press 2003) .
- [71] V.A Del Grosso, New equation for the speed of sound in natural waters (with comparisons to other equations), *The Journal of the Acoustical Society of America*, **56** (1974) 1084.
- [72] X. Quan und E.S. Fry, An empirical expression for the index of refraction of seawater, *Appl. Opt.*, **34** (1995) 3477–3480.
- [73] E.S. Fry, J. Katz, D. Liu und Th. Walther, Temperature dependence of the Brillouin linewidth in water, *J. of Mod. Opt.*, **49** (2002) 411–418.
- [74] Matthias Ulbricht. 2005. Persönliche Mitteilung. Adlares GmbH.
- [75] C.L. Korb, B.M. Gentry und C.Y. Weng, Edge technique: theory and application to the LIDAR measurement of atmospheric wind, *Appl. Opt.*, **31** (1992) 4202.
- [76] Y. Ohman, *Stockholm Obs. Ann.*, **19** (1956) 3.
- [77] L. Zhang und J. Tang, Experimental study on optimization of the working conditions of excited state faraday filter, *Opt. Comm.*, **152** (1998) 275–279.
- [78] P. Yeh, Dispersive magnetooptic filters, *Appl. Opt.*, **21** (1981) 2069.
- [79] B. Yin, L.S. Alvarez und T.M. Shay, The Rb 780-nm Faraday anomalous dispersion optical filter: Theory and experiment, *TDA Progress Report*, **42** (1994) 116.
- [80] G. Yang, R.I. Billmers, P.R. Herczfeld und V.M. Contarino, Temporal characteristics of narrow-band optical filters and their application in LIDAR systems, *Opt. Lett.*, **22** (1997) 414.

- [81] R.I. Billmers, S.K. Gayen, M.F. Squicciarini, V.M. Contarino und W.J. Scharpf, Experimental demonstration of an excited-state Faraday filter operating at 532 nm, *Opt. Lett.*, **20** (1995) 106.
- [82] E. Snitzer, Proposed fiber cavities for optical masers, *J. Appl. Phys.*, **32** (1961) 36–39.
- [83] P.C. Becker, N.A. Olsson und J.R. Simpson, Erbium-Doped Fiber Amplifiers (Academic Press 1997) .
- [84] R.G. Smart, J.N. Carter, A.C. Troppe, D.C. Hanna, S.T. Davey, S.F. Carter und D. Szebesta, CW room temperature operation of praseodymium-doped fluorozirconate glass fibre lasers in the blue-green, green and red spectral regions, *Optics communications*, **86** (1991) 333–340.
- [85] J. Limpert, F. Röser, S. Klingebiel, T. Schreiber, C. Wirth, T. Peschel, R. Eberhardt und A. Tünnermann, The Rising Power of Fiber Lasers and Amplifiers, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, **13** (2007) 537–545.
- [86] J. Limpert, T. Schreiber, T. Clausnitzer, K. Zöllner, H.-J. Fuchs, E.-B. Kley und H. Zellmer, High-power femtosecond Yb-doped fiber amplifier, *Opt. Express*, **10** (2002) 628–638.
- [87] A. Galvanauskas, Mode-scalable fiber-based chirped pulse amplification systems, *IEEE J. of Selected Topics in QE*, **7** (2001) 504–516.
- [88] J. Limpert, S. Höfer, A. Liem, H. Zellmer, A. Tünnermann, S. Knoke und H. Voelckel, 100-W average-power, high-energy nanosecond fiber amplifier, *Appl. Phys. B*, **75** (2002) 477–479.
- [89] L. Shah und M. Fermann, High-Power Ultrashort-Pulse Fiber Amplifier, *IEEE J. of selected Topics in Quantum Electronics*, **22** (2007) 552–558.
- [90] L. Zenteno, High-power double-clad fiber lasers, *J. of Lightw. Techn.*, **11** (1993) 1435–1446.
- [91] J. Nilsson, J.K. Sahu, Y. Jeong, W.A. Clarkson, R. Selvas, A.B. Grudini und S.-U. Alam, High power fiber lasers: New developments, *Proc. of SPIE*, **4974** (2003) 50–58.

- [92] Y. Jeong, J. Sahu, D. Payne und J. Nilsson, Ytterbium-doped large-core fiber laser with 1.36 kW continuous-wave output power, *Optics Express*, **12** (2004) 6088–6092.
- [93] S. Höfer, A. Liem, J. Limpert, H. Zellmer, A. Tünnermann, S. Unger, S. Jetschke, H.-R. Müller und I. Freitag, Single-frequency master-oscillator fiber power amplifier system emitting 20 W of power, *Opt. Lett.*, **26** (2001) 1326–1328.
- [94] Y. Jeong, J. Nilsson, J.K. Sahu, D.N. Payne, R. Horley, L.M.B. Hickey und P.W. Turner, Power Scaling of Single-Frequency Ytterbium-Doped Fiber Master-Oscillator Power-Amplifier Source up to 500 W, *IEEE J. of selected Topics in Quantum Electronics*, **13** (2007) 546–551.
- [95] A. Galvanauskas, M.Y. Cheng, K.C. Hou und K.H. Liao, High Peak Power Pulse Amplification in Large-Core Yb-Doped Fiber Amplifiers, *IEEE J. of selected Topics in Quantum Electronics*, **13** (2007) 559–566.
- [96] F. di Teodoro, J.P. Koplow, S.W. Moore und D.A.V. Kliner, Diffraction-limited, 300-kW peak-power pulses from a coiled multimode fiber amplifier, *Opt. Lett.*, **27** (2002) 518–520.
- [97] C. Brooks und F. di Teodoro, 1-mJ energy, 1-MW peak-power, 10-W average-power, spectrally narrow, diffraction-limited pulses from a photonic-crystal fiber amplifier, *Optics Express*, **13** (2005) 8999–9002.
- [98] R. Nicolaescu, E.S. Fry und Th. Walther, Generation of near-fourier-transform-limited high-energy pulses in a chain of fiber–bulk amplifiers, *Opt. Lett.*, **26** (2001) 13–15.
- [99] A. Liem, D. Nickel, J. Limpert, H. Zellmer, U. Griebner, S. Unger, A. Tünnermann und G. Korn, High average power ultra-fast fiber chirped pulse amplification system, *Appl. Phys. B*, **71** (2000) 889–891.
- [100] J. Limpert, T. Gabler, A. Liem, H. Zellmer und A. Tünnermann, SPM-induced spectral compression of picosecond pulses in a single-mode Yb-doped fiber amplifier, *Appl. Phys. B*, **74** (2002) 191–195.
- [101] H.M. Pask, R.J. Carman, D.C. Hanna, A.C. Tropper, C.J. Mackechnie, P.R. Barber und J.M. Dawes, Ytterbium-doped silica fiber lasers: Versatile sources for the 1–1.2 μm region, *IEEE J. of Selected Topics in QE*, **1** (1995) 2–13.

- [102] R. Paschotta, J. Nilsson, A.C. Tropper und D.C. Hanna, Ytterbium-doped fiber amplifiers, *IEEE J. of QE*, **33** (1997) 1049–1056.
- [103] M.J.F. Digonnet, Rare-Earth-Doped Fiber Lasers and Amplifiers (Marcel Dekker Inc. 2001) .
- [104] W.B. Fowler und D.L. Dexter, Relation between Absorption and Emission Probabilities in Luminescent Centers in Ionic Solids, *Physical Review*, **128** (1962) 2154–2165.
- [105] D.E. McCumber, Einstein relations connecting broadband emission and absorption spectra, *Phys. Rev.*, **136** (1964) A954–A957.
- [106] K. Lu und N.K. Dutta, Spectroscopic properties of Yb-doped silica glass, *Journal of Applied Physics*, **91** (2002) 576.
- [107] Hanno Scheife, Faseroptischer Verstärker in Selten-Erd-dotiertem Fluoridglas für den sichtbaren Spektralbereich, Dissertation, Universität Hamburg, November 2001.
- [108] Eugene Hecht, Optics (Addison Wesley, San Francisco, 2002) .
- [109] B.E.A. Saleh und M.C Teich, Fundamentals of Photonics (Wiley-Interscience 1991) .
- [110] A. Yariv, Optical Electronics in Modern Communications (Oxford University Press, USA 1997) .
- [111] John A. Buck, Fundamentals of Optical Fibers (John Wiley & Sons, Inc. 1995) .
- [112] D. Marcuse, Loss analysis of single-mode fiber splices, *Bell Syst. Tech. J.*, **56** (1977) 703–718.
- [113] R. Paschotta, J. Nilsson, P.R. Barber, J.E. Caplen, A.C. Tropper und D.C. Hanna, Lifetime quenching in Yb-doped fibres, *Opt. Comm.*, **136** (1997) 375–378.
- [114] A. Hardy und R. Oron, Signal amplification in strongly pumped fiber amplifiers, *IEEE J. of QE*, **33** (1997) 307–313.
- [115] I. Kelson und A. Hardy, Optimization of strongly pumped fiber lasers, *IEEE Journal of lightwave technology*, **17** (1999) 891–897.

- [116] Kai Schorstein, Design und Aufbau eines Faserverstärkers. Diplomarbeit, TU Darmstadt, September 2004.
- [117] E. Snitzer, H. Po, F. Hakimi, R. Tumminelli und B.C. McCollum, Double-clad, offset core nd fiber laser, in: Optical Fiber Sensors (Optical Society of America, Washington D.C., 1988) p. postdeadline paper PD5.
- [118] H.R. Müller, J. Kirchhof, V. Reichel und S. Unger, Fibers for high-power lasers and amplifiers, *Comptes rendus-Physique*, **7** (2006) 154–162.
- [119] J.P. Koplow, D.A.V. Kliner und L. Goldberg, Single-mode operation of a coiled multimode fiber amplifier, *Opt. Lett.*, **25** (2000) 442–444.
- [120] W. Koechner, Solid-State Laser Engineering (Springer 1999) .
- [121] M. Soileau und M. Bass, Laser-induced breakdown in crystalline and amorphous SiO₂, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **16** (1980) 814–814.
- [122] A.J. Glass und A.H. Guenther, Laser induced damage in optical materials: tenth ASTM Symposium, *Appl. Opt.*, **18** (1979) 2212–2229.
- [123] R.M. Wood, Laser Damage in Optical Materials (Adam Hilger 1986) .
- [124] L. Gallais, J.Y. Natoli und C. Amra, Statistical study of single and multiple pulse laser-induced damage in glasses, *Optics Express*, **10** (2002) 1465–1474.
- [125] J.Y. Natoli, L. Gallais, H. Akhouayri und C. Amra, Laser-induced damage of materials in bulk, thin-film, and liquid forms, *Applied Optics*, **41** (2002) 3156–3166.
- [126] Govind P. Agrawal, Nonlinear Fiber Optics (Academic Press, San Diego, 1995) .
- [127] R.G. Smith, Optical Power Handling Capacity of Low Loss Optical Fibers as Determined by Stimulated Raman and Brillouin Scattering, *Appl. Opt.*, **11** (1972) 2489–2494.
- [128] Yves Jaouën, Guillaume Canat, Sébastien Grot und Sylvian Bordaïs, Power limitation induced by nonlinear effects in pulsed high-power fi-

- ber amplifiers, *C. R. Physique*, **7** (2006).
- [129] V.I. Kovalev und R.G. Harrison, Suppression of stimulated brillouin scattering in high-power single-frequency fiber amplifiers, *Optics letters*, **31** (2006) 161–163.
 - [130] Dr. Johannes Kirchhoff. 2006. Persönliche Mitteilung. Optence Faserlaser Workshop. Kleinostheim.
 - [131] R. Nicolaescu, Th. Walther, E.S. Fry und M. Muendel, Ultranarrowlinewidth, efficient amplification of low-power seed sources by a fiber amplifier, *Appl. Opt.*, **38** (1999) 1784–1787.
 - [132] C. Ye, Tunable External Cavity Diode Lasers (World Scientific 2004) .
 - [133] F.J. Duarte, Tunable Lasers Handbook (Academic Press 1995) .
 - [134] A.E. Siegman, Lasers (University Science Books 1986) .
 - [135] V.G. Dmitriev, G.G. Gurzadyan und D.N. Nikogosyan, Handbook of Nonlinear Optical Crystals (Springer-Verlag 1999) .
 - [136] A.V. Smith. 2002. SNLO nonlinear optics code available from Sandia National Laboratories, Albuquerque, NM 87185-1423 through <http://www.sandia.gov/imrl/XWEB1128/xxtal.htm>.
 - [137] R.L. Byer, Parametric Oscillators and non-linear Materials, in: Non-linear Optics - Proceedings of the 16th Scottish Universities Summer School in Physics, 1975, eds. P.G. Harper und B.S. Wherrett (Academic Press, New York, 1977) pp. 47–160.
 - [138] J.J. Zondy, Comparative theory of walkoff-limited type-II versus type-I second harmonic generation with Gaussian beams, *Opt. Comm.*, **81** (1991) 427–440.
 - [139] M.V. Hobden, Phase matched second-harmonic generation in biaxial crystals, *J. Appl. Phys.*, **38** (1967) 4365–4372.
 - [140] Marco Göbel, Messung von Brillouinstreuung in Wasser mittels eines Faserverstärkers. Diplomarbeit, TU Darmstadt, Mai 2008.
 - [141] W. Demtröder, Laserspektroskopie (Springer 1991) .

- [142] G. Hernandez, Fabry–Perot Interferometers (Cambridge University Press 1986) .
- [143] J.M. Vaughan, The Fabry–Perot Interferometer (Adam Hilger 1989) .
- [144] A.D. Ludlow, X. Huang, M. Notcutt, T. Zanon-Willette, S.M. Foreman, M.M. Boyd, S. Blatt und J. Ye, Compact, thermal-noise-limited optical cavity for diode laser stabilization at 1×10^{-15} , *Optics Letters*, **32** (2007) 641–643.
- [145] J. Alnis, A. Matveev, N. Kolachevsky, T. Udem und T.W. Hänsch, Subhertz linewidth diode lasers by stabilization to vibrationally and thermally compensated ultralow-expansion glass Fabry–Pérot cavities, *Physical Review A*, **77** (2008) 53809.
- [146] E. Gross, Change of Wave-length of Light due to Elastic Heat Waves at Scattering in Liquids, *Nature*, **126** (1930) 201.
- [147] R. Mock, B. Hillebrands und R. Sandercock, Construction and performance of a Brillouin scattering set-up using a triple-pass tandem Fabry-Perot interferometer, *Journal of Physics E. Scientific Instruments*, **20** (1987) 656–9.
- [148] Andreas Bungert, Brillouin-Streuung in Wasser. Diplomarbeit, TU Darmstadt, Januar 2006.
- [149] Peer Fietzek, Temperature-Dependent Properties of the Brillouin Doublet in Water. Diplomarbeit, TU Darmstadt, Mai 2007.
- [150] W.H. Press, B.P. Flannery, S.A. Teukolsky und W.T. Vetterling, Numerical Recipes in C : The Art of Scientific Computing (Cambridge University Press 1992) .
- [151] P.R. Bevington und D.K. Robinson, Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences (McGraw-Hill 2003) .
- [152] F. di Teodoro und C.D. Brooks, Fiber sources reach multimewatt peak power in ns pulses, *Laser focus world*, **42** (2006) 94–98.
- [153] C.D. Brooks und F. di Teodoro, Multimewatt peak-power, single-transverse-mode operation of a 100 μm core diameter, Yb-doped rodlike photonic crystal fiber amplifier, *Applied Physics Letters*, **89** (2006) 111119.

- [154] A. Carter, Increased Output and Efficiency of Fiber Lasers: An evolution in fiber design and glass composition has spawned a renewed and rapidly growing interest in fiber laser technology, *www.photonics.com*, (2008).

Veröffentlichungen

Veröffentlichungen in wissenschaftlichen Zeitschriften

K. Schorstein, A. Popescu, M. Göbel und T. Walther, Remote Water Temperature Measurements Based on Brillouin Scattering with a Frequency Doubled Pulsed Yb: doped Fiber Amplifier, *Sensors*, **8**, (2008), 5820–5831

K. Schorstein, G. Scheich, A. Popescu T. Walther und E.S. Fry, A fiber amplifier and an ESFADOF: Developments for a transceiver in a Brillouin lidar, *Laser Physics*, **17**, (2007), 975–982

A. Popescu, D. Walldorf, K. Schorstein und T. Walther, On an excited state Faraday anomalous dispersion optical filter at moderate pump powers for a Brillouin-lidar receiver system, *Opt. Comm.*, **264**, (2006), 475–481

A. Popescu, K. Schorstein und T. Walther, A novel approach to a Brillouin–LIDAR for remote sensing of the ocean temperature, *Applied Physics B*, **79**, (2004), 955–961

K. Schorstein und Th. Walther, Depth resolved temperature measurements of water using the Brillouin-LIDAR technique and a pulsed fiber amplifier, in Vorbereitung (2008)

Konferenzartikel

A. Popescu, K. Schorstein, G.Scheich, I. Massmann, P. Fietzek, Th. Walther und E. S. Fry, Key Developments for a Brillouin-LIDAR for Remote Sensing of Oceanic Temperature Profiles, 3rd Workshop on the Remote Sensing of the Coastal Zone, Lake Garda (2007)

K. Schorstein, A. Popescu, G. Scheich, T. Walther und E.S. Fry, Towards a Brillouin-LIDAR for remote sensing of the temperature profile in the ocean IEEE OCEANS 2006, Boston

Konferenzbeiträge

A. Popescu, K. Schorstein, G. Scheich, I. Massmann, P. Fietzek, Th. Walther und E. S. Fry, Key Developments for a Brillouin-LIDAR for Remote Sensing of Oceanic Temperature Profiles, 3rd Workshop on the Remote Sensing of the Coastal Zone, Lake Garda (2007)

P. Fietzek, I. Maßmann, A. Popescu, K. Schorstein und Th. Walther, Tiefenaufgelöste Temperaturmessung in Wasser - Auf dem Weg zu einem Brillouin-LIDAR, DPG Verhandlungen Q 39.4 (2007)

K. Schorstein, A. Popescu, P. Fietzek, I. Maßmann, G. Scheich und Th. Walther, Ein Brillouin-LIDAR zur Messung von Temperaturprofilen in Wasser: Status der Strahlquelle, DPG Verhandlungen Q 32.4 (2007)

K. Schorstein, G. Scheich und Th. Walther, A Fiber Amplifier for a Transceiver in a Brillouin-LIDAR, ICTP Winter College on Fibre Optics, Fibre Lasers and Sensors, Trieste, Italien (2007)

K. Schorstein, A. Popescu, G. Scheich, T. Walther und E.S. Fry, Towards a Brillouin-LIDAR for remote sensing of the temperature profile in the ocean IEEE OCEANS 2006, Boston

A. Bungert, A. Popescu, K. Schorstein und Th. Walther, Brillouin-LIDAR zur Messung von Temperaturprofilen in Wasser: Entwicklung der Systemkomponenten, DPG Verhandlungen Q 73.3, (2006)

K. Schorstein und Th. Walther Gepulster Yb:dotierter Faserverstärker als Strahlquelle für ein Brillouin-LIDAR zur Messung von Temperaturprofilen in Wasser, DPG Verhandlungen Q 11.5, (2006)

K. Schorstein und Th. Walther Entwicklung einer Strahlquelle für den Einsatz in einem Brillouin-LIDAR zur Aufnahme von Temperaturprofilen in Wasser, DPG Verhandlungen, Q 25.3, (2005).

K. Schorstein und Th. Walther Entwicklung eines gepulsten Faserverstärkers für ein Brillouin-Lidar DPG Verhandlungen, Q 46.8, 157 (2004).

Betreute Diplom- und Bachelorarbeiten

Marco Göbel, Messung von Brillouinstreuung in Wasser mittels eines Faserverstärkers, Diplomarbeit, Mai 2008

Maike Bargmann, Charakterisierung eines Faserverstärkers und Realisierung der Frequenzverdopplung im Rahmen des Brillouin-LIDAR-Projekts, Diplomarbeit, Januar 2008

Peer Fietzek, Temperature-Dependent Properties of the Brillouin Doublet in Water, Diplomarbeit, Mai 2007

Gerrit Scheich, Aufbau und Charakterisierung eines gepulsten Yb^{3+} -dotierten Faserverstärkers mit schmaler Bandbreite, Diplomarbeit, Januar 2007

Markus Fasel, LabView-Programmierung zur Automatisierung von Messprozessen im Rahmen des LIDAR-Projektes, Bachelor-Arbeit, September 2006

Andreas Bungert, Brillouin-Streuung in Wasser, Diplomarbeit, Januar 2006

Lebenslauf

Persönliche Daten

Kai-Matthias Schorstein
geb. am 7. Oktober 1976 in Darmstadt

Eltern: Evelyn Schorstein geb. Rudolph
Werner Schorstein

Ausbildung

1984 - 1987	Georg-August-Zinn Schule, Darmstadt
1987 - 1993	Thomas-Mann-Schule, Darmstadt
Juni 1993	Realschulabschluss
1993 - 1996	Berthold-Brecht-Schule, Darmstadt
Juni 1996	Abitur
07/1996 - 08/1997	Zivildienst, Johanniter-Unfall-Hilfe, Griesheim

Hochschulausbildung

10/1997 – 09/2000	Studium der Physik, Technischen Universität Darmstadt
09/2000 – 06/2001	Auslandsaufenthalt, University of Bristol, England
06/2001 – 11/2004	Studium der Physik, Technischen Universität Darmstadt
November 2004	Abschluss: Diplom
01/2005 - 12/2008	Promotionsstudium an der Technischen Universität Darmstadt in der AG Prof. Walther, Stipendium des Graduiertenkollegs 1114: „Optische Mess- techniken für die Charakterisierung von Transportprozessen an Grenzflächen“ der Deutschen Forschungsgemeinschaft

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich die Gelegenheit nutzen um allen Personen ausdrücklich zu danken die durch ihre direkte oder indirekte Unterstützung die Anfertigung dieser Arbeit ermöglicht haben.

- Prof. Dr. Thomas Walther danke ich für die Aufnahme in seiner Arbeitsgruppe und die Möglichkeit diese Dissertation anzufertigen. Die eingeräumten Freiheiten und die damit verbundene Verantwortung für das LIDAR-Projekt und die Sensorgruppe schätze ich als wertvolle Erfahrung. Außerdem war es sehr interessant, die Entwicklung und das Wachstum der Gruppe von Beginn an mitzuerleben.
- Prof. Dr. Halfmann danke ich für die freundliche Übernahme des Zweitgutachtens.
- Dr. Mathias Sinther danke ich für seinen uneingeschränkten wissenschaftlichen und organisatorischen Einsatz für die Arbeitsgruppe.
- Meinen Diplomanden Gerrit Scheich, Maike Bargmann, Andreas Bungert, Peer Fietzek und Marco Göbel, sowie dem Bachelorstudenten Markus Fasel danke ich für die Mitarbeit an diesem Projekt.
- Die Feinmechanikwerkstatt bestehend aus Herrn Kalbfleisch, Herrn Jeretzi, Herrn Wagenknecht, Herrn Hoffmann, sowie den zahlreichen Lehrlingen, hat mit ihrem Engagement die benötigten mechanischen Komponenten immer zügig und zu meiner vollsten Zufriedenheit hergestellt.
- Herrn Jourdan und Herrn Weick danke ich für die Unterstützung beim Polieren der Fasern, für die Bereitstellung des zweifach destillierten Wassers und für die Aufnahmen mit dem Rasterelektronenmikroskop.
- Für die EDV-Betreuung danke ich Herrn Holzfuss und Herrn Schmutzler. Bei elektronischen Problemen stand Herr Baumann mit Rat und Tat zur Seite.

- Der gesamten Arbeitsgruppe Laser und Quantenoptik danke ich für die konstruktive Zusammenarbeit. Insbesondere danke ich meinen Kollegen Patrick Villwock, Thorsten Führer, Alexander Bertz, Daniel Depenheuer und Alexandru Popescu.
- Den Mitgliedern des Graduiertenkollegs danke ich für den konstruktiven Austausch auf den gemeinsamen Veranstaltungen.
- Außerdem danke ich all denjenigen, die immer ein offenes Ohr für mich hatten und mir Kraft und Mut gespendet haben, wenn es mal nicht so gut voranging. Insbesondere danke ich Julia Hahn und Cornelia Lengler.
- Ein ganz besonderer Dank geht an meine Ehefrau Sandra. Sie hat mich bedingungslos unterstützt, immer an mich geglaubt und mir Kraft und Mut gespendet. Ich danke ihr auch für ihre Geduld und ihr Verständnis, die ich ihr bis zum Abschluss dieser Arbeit abverlangt habe.
- Ein Dank geht an meine Eltern, die schon im Kindesalter meine Begeisterung und Neugier bei der Entdeckung und Erforschung des Alltags gefördert und damit mein Interesse an den Naturwissenschaften geweckt haben.